



UNIVERSIDADE FEDERAL
DO
RIO DE JANEIRO

INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS

Estudos da Forma da Galáxia utilizando as Linhas Espectrais
do Hidrogênio Neutro e do Monóxido de Carbono

Silvia Moreira Goulart
Claudia Gimenez`Assis Bastos

Trabalho submetido como requisito parcial
para obtenção do título de Astrônomo

Orientador: José Luiz Monteiro do Vale

Rio de Janeiro, janeiro de 1987

GOULART, Silvia Moreira

BASTOS, Claudia Gimenez Assis

Estudos da Forma da Galáxia utilizando as Linhas Espectrais do Hidrogênio Neutro e do Monóxido de Carbono. Rio de Janeiro, UFRJ, INSTITUTO DE GEOCIENCIAS, 1987.

XII, 84 f.

PROJETO: Graduação em Astronomia (Astrofísica)

- | | | |
|----------------------|------------------|------------------|
| 1. Forma da Galáxia | 2. HI na Galáxia | 3. CO na Galáxia |
| 4. Meio Interestelar | 5. Projetos | |

I. Universidade Federal do Rio de Janeiro

II. Título

A nossos pais

A G R A D E C I M E N T O S

Nós desejamos expressar nossos agradecimentos à Profa. Tania Schirn Cabral pela companhia nos momentos difíceis; ao Prof. Domingos Jorge Bulgarelli pela leitura crítica dos originais e ao Prof. José Williams dos Santos Villas-Boas por várias correções importantes no manuscrito; à Profa. Waldelice Ferreira da Silva pela revisão ortográfico-gramatical do texto e ao Prof. Jorge Albuquerque Vieira pelo apoio constante.

Devemos um agradecimento especial ao Prof. Ney Vernon Vugman - que ofereceu as instalações dos Laboratórios de Ressonância Paramagnética Eletrônica e Mossbauer, para a digitação, edição do texto e indicação de bibliografia especializada - e ao Prof. José Luiz Monteiro do Vale, por sua orientação e assistência.

Gira a Terra, gira o mundo...

Dizem que a Terra é que gira
E o Sol está parado,
Pelas águas do oceano
Têm isto explicado.
Um tirou a experiência
Pra desse modo falar,
Eu não posso acreditar
Que encontre grande experiência
Quem é que foi o valente
Seja de um ou de outro sexo
Que verificou esse ancho
Por onde a Terra é girante
E será certamente
Porque está escriturado,
Deve ser planeado
Que ninguém tem a certeza
Que o Sol está parado,
Como é que a Terra se vira
Até nos parece mentira
O que ensinam os professores
E todos os grandes leitores
Dizem que a Terra é que gira."

(Cooperativa Agrícola de Gizes, no Alentejo. O autor não sabia ler nem escrever. Reportagem de Antunes da Silva - "Chove amanhã, companheiro", artigo no Diário Popular, 25 de maio de 1976, pag.7).

S U M Á R I O

	Pág.
PREFÁCIO	vii
RESUMO	x
ABSTRACT	x
INTRODUÇÃO	xi
PRIMEIRA PARTE: HI NA GALÁXIA	13
1. A LINHA DE 21 cm	14
1.1. Estudo do Estado 1s do Hidrogênio	14
1.2. O Perfil da Linha $\lambda = 21$ cm do Hidrogênio	25
2. A ESTRUTURA DA GALÁXIA EM 21 cm	34
2.1. Braços Espirais	39
SEGUNDA PARTE: ¹² C ¹⁶ O NA GALÁXIA	46
1. A LINHA DE 2.6 mm	47
1.1. Modelo do Rotor Rígido	47
1.1.1. Estudo Clássico	48
1.1.2. Quantização do Sistema	50
1.1.3. Regras de Seleção	51
1.1.4. Linha de 2.6 mm calculada pelo modelo do Rotor Rígido	51
1.2. Observações do CO Galáctico	53
1.3. Observações Recentes do CO Galáctico	61
2. HI VERSUS CO	70
2.1. Distribuição Cinemática	72
CONCLUSÕES	75
NOTAS	79
BIBLIOGRAFIA	85

P R E F Á C I O

Assim como o homem precisa se olhar no espelho e estudar outros homens para se conhecer melhor, ele tem estudado outras Galáxias numa tentativa de conhecer a Via-Láctea. O método empregado é o mesmo: comparação, o qual implica na criação de classes. Ele levou séculos tentando saber a forma da Terra e há décadas tenta determinar a forma da Galáxia. O problema é basicamente o mesmo.

A crença da comunidade científica do início do século, baseada em simples observações de movimentos estelares, era a de que as estrelas se movimentam distribuídas aleatoriamente, sem qualquer ordem aparente na Galáxia. Em consequência, haveria equilíbrio termodinâmico e toda a Galáxia poderia ser considerada como um sistema termodinâmico.

No início do nosso século Jacobus Cornelius Kapteyn, que dedicou sua vida profissional à contagem e ao estudo do movimento das estrelas, demonstrou que estes astros poderiam ser classificados em duas correntes movendo-se em direções opostas: $\frac{2}{5}$ do total em uma direção e $\frac{3}{5}$ em outra. Segundo o modelo de Kapteyn, a Galáxia tem forma elíptica, com diâmetro de 55000 anos-luz, espessura de 11000 anos-luz e pelo fato de que possui brilho aparentemente isotrópico, o Sol poderia estar muito próximo do centro. O próprio Kapteyn não soube como interpretar suas observações das correntes estelares.

Na primeira década do século Harlow Shapley, com o telescópio de 100 polegadas do Monte Wilson, fez um estudo minucioso das Cefeidas dos aglomerados globulares da Galáxia utilizando o padrão proposto por Henrietta Swan Leavitt. Chegou à conclusão que os aglomerados estão esféricamente distribuídos em relação à constelação de Sagitarius. O modelo de Shapley admitiu que estes aglomerados estavam organizados no centro da Galáxia.

De acordo com seus cálculos, o centro galáctico está a $5E(4)$ anos-luz do Sol. Shapley também observou que, ópticamente, apenas regiões vizinhas ao Sol podiam ser estudadas, pois percebeu a existência de nuvens de poeira que absorviam radiação de regiões mais próximas ao centro da Galáxia.

"Copérnico tirou a Terra do centro do Universo e Shapley tirou o Sol do centro da Galáxia".

As descobertas de Shapley e Robert Julius Trumpler, de que nebulosas muito distantes do Sistema Solar são avermelhadas e ofuscadas pela presença de nuvens de pó opacas à radiação visível, levaram Jan Hendrick Oort a recalcular a distância do centro da Galáxia, encontrando que é igual a $3E(4)$ anos-luz. Este valor é aceito ainda hoje.

Oort, prosseguindo os estudos que iniciou com Kapteyn, consegue simplificar o modelo proposto por este. O movimento de rotação da Galáxia não é uniforme. Em consequência desta observação, estrelas mais próximas do centro da Galáxia do que o Sol se aproximam de nós enquanto que as estrelas mais externas se afastam. Com isto, Oort explicou os dois fluxos estelares observados por Kapteyn e apoiou Bertil Lindblad na hipótese de uma proporção entre a velocidade do movimento estelar e a distância ao centro galáctico.

Oort encontrou, também, que o eixo de rotação das estrelas na Galáxia está na direção de Sagittarius, concordando com Shapley e contrariando Kapteyn.

Com a descoberta de Karl Guthe Jansky, que detectou fonte de microondas em Sagittarius, cria-se um novo instrumental para estudar a estrutura da Galáxia, muito melhor que os usuais, pois não está sujeito à opacidade das nuvens de poeira.

Um método ainda melhor de investigação surgiu após 1944, no final da Segunda Guerra Mundial, quando Van der Hulst, um dos astrônomos da equipe de Oort, determina empiricamente a possibilidade de ocorrer emissão de radiação com $\lambda = 21$ cm proveniente do HI na Galáxia.

Em 1951, Felix Bloch e Edward Mills Purcell, trabalhando separadamente, detectam a "canção do Hidrogênio". O ritmo dessa

"canção" permitiu que a estrutura espiralada da Galáxia fosse investigada.

R E S U M O

Este texto reúne, analisa e discute os resultados de algumas pesquisas já realizadas nas frequências das linhas de 21 cm do HI e de 2.6 mm do CO interestelar, no período compreendido entre 1965 e 1986, sobre o problema de determinar a forma da Galáxia.

A B S T R A C T

The purpose of this work is to present the results based upon several researchs of neutral Hydrogen ($\lambda = 21$ cm) and Carbon Monoxide ($\lambda = 2,6$ mm), about the problem of determining the Via-Lactea's galactic form. These studies was taken in the 1965-1986 period.

I N T R O D U Ç Ã O

A comunidade científica supõe que a Via Láctea é uma galáxia espiral e tenta determinar o número de braços, sua simetria e regularidade. Foram feitos vários mapeamentos do céu para investigar a distribuição de massa, as distâncias e a dinâmica que governa os movimentos na Galáxia.

As primeiras tentativas para mapear o céu utilizaram a radiação de 21 cm do Hidrogênio neutro. Posteriormente, com a descoberta de que a linha do HI não é única, as pesquisas se ampliaram e hoje existem grupos envolvidos na investigação da estrutura da Galáxia através do estudo de linhas de emissão de radiação características, ex: HI, CO, OH, H₂O, NH₃, Li, etc.

Este trabalho se detém na análise comparativa das pesquisas nas frequências das linhas do HI e do CO, realizadas no período de 1965 a 1986. Essas pesquisas podem ser classificadas segundo as características cinemáticas da região estudada. Assim existem duas regiões distintas; uma além do círculo solar, para a qual $R > R_{\odot}$, e outra no interior do círculo solar. A região externa tem sido bem resolvida e se ajusta bem aos modelos propostos. A região interna, ao contrário, apresenta um problema intrínseco no cálculo de distâncias, independente do modelo adotado.

As mais antigas pesquisas se restringiam ao plano galáctico e regiões adjacentes, com a justificativa de que aí se verificava a maior concentração de massa da Galáxia. No entanto, a assimetria observada no plano norte-sul, nas pesquisas do HI e do CO, gerou a necessidade de estender esses estudos às altas latitudes galácticas.

Basicamente, três métodos de investigação já foram tentados: i) extrapolação da forma exterior para a interior da Galáxia (4); ii) comparação dos resultados das pesquisas do HI e do CO e outras linhas (1;9) e iii) comparação com pesquisas de

outras galáxias espirais (29).

Um dos objetivos das recentes pesquisas é encontrar as soluções para as dificuldades relatadas acima.

O objetivo deste levantamento bibliográfico é delimitar em que condições as pesquisas do HI ou do CO dão melhores indicações da estrutura espiral da Galáxia e quais são as direções a seguir no estudo das linhas de radiação da matéria interestelar. Na primeira parte são discutidas as pesquisas do HI e na segunda parte são discutidas as pesquisas do CO.

PRIMEIRA PARTE
HI NA GALÁXIA

1. A LINHA DE 21 cm

A linha de 21 cm, detectada no mapeamento rádio do céu, corresponde a uma transição entre dois níveis hiperfinos do átomo de Hidrogênio.

Esta linha vem do Hidrogênio interestelar, que é rarefeito e frio e existe sob a forma de átomos isolados. Como no meio interestelar não existe fonte de excitação ótica, os átomos de H estão em seu estado fundamental e seu único elétron pode ser encontrado numa órbita esférica em torno do núcleo. O estado fundamental é degenerado em dois subestados de energia. Esta degenerescência torna-se evidente quando se considera a interação magnética entre o elétron e o núcleo e se deve às duas possíveis orientações do spin do elétron.

O perfil da linha de 21 cm pode ser detectado em absorção ou em emissão, que pode ser espontânea ou estimulada.

1.1. Estudo do Estado $1s$ do Hidrogênio

O sistema atômico mais simples conhecido é o do Hidrogênio. Ele é composto por um elétron e um próton de massas m_e e m_p , cargas $-q$ e q , respectivamente, e possuem spin de mesmo valor.

Se se considerar apenas a interação eletrostática entre as partículas, será possível resolver o problema exatamente, estudando-se o Hamiltoniano (H_0) do sistema. Este argumento é válido para uma discussão semi-clássica do problema, onde não são considerados os momentos magnéticos de spin das partículas, e (I)

$$H_0 = \frac{p^2}{2m_e} + V(\vec{r})$$

Para um estudo mais apurado convém trabalhar com um método de perturbações. Este método consiste em separar o Hamiltoniano em duas partes. Uma parte descreve o sistema não perturbado (H_0), que pode ser estudado com rigor. A outra parte representa uma pequena correção na solução do sistema não perturbado, descrita por (W), tal que:

$$W \ll H_0$$

e

$$H = H_0 + W$$

é o Hamiltoniano do sistema perturbado.

Este método pode ser usado sempre que:

$$d \langle H_0 \rangle / dt = 0$$

A ordem de grandeza de W depende do tipo de correção que se deseja considerar. Supondo-se agora que as duas partículas possuem spin e estão sujeitas a efeitos relativísticos, o Hamiltoniano do sistema é dado pela equação de Dirac

$$H = m_e c^2 + H_0 + W_f + W_{hf}$$

onde W_f é o termo correspondente à estrutura fina e W_{hf} é o correspondente à estrutura hiperfina. O termo $m_e c^2$ é a energia de repouso do elétron. (II)

No espaço das posições o estado do sistema é descrito por:

$$H |n l m_l s m_s I m\rangle = E |n l m_l s m_s I m\rangle$$

onde, para o estado $1s$ especificamente,

$$\left\{ |1=0; m_l=0; m_s=+1/2; m_I=+1/2\rangle \right\}$$

é uma base ortonormal discreta possível; e

$$\langle 0 \ 0 \ +1/2 \ +1/2 | \hat{L}_z | 0 \ 0 \ +1/2 \ +1/2 \rangle = 0$$

o mesmo ocorrendo para L_x , pois:

$$\vec{L}^2 \rightarrow l(l+1)\hbar^2$$

e

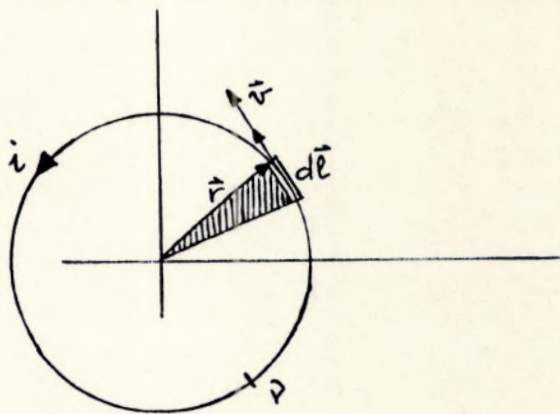
$$L_z \rightarrow m_l \hbar$$

Isto indica que o estado l_s não possui estrutura fina. Portanto, o Hamiltoniano de correção (W_f) pode ser desprezado. Então, o Hamiltoniano do sistema se torna:

$$H = m_e c^2 + H_0 + W_{hf}$$

e o problema se reduz à determinação da forma de W_{hf} . Para isto, considera-se a interação magnetostática entre próton e elétron.

Para a situação do elétron, tendo como modelo uma carga q confinada numa espira circular plana de raio \vec{r} , como mostra a figura abaixo:



onde ν é o período e i é a corrente que flui na espira, tem-se:

$$i = q\nu$$

O momento magnético é definido por:

$$\vec{M} = \frac{q\nu}{2} \oint \vec{r} \times d\vec{l}$$

sendo que

$$ds = \frac{1}{2} |\vec{r} \times d\vec{l}|$$

é um elemento de área triangular e $\vec{M}(\vec{r})$ pode ser escrito,

$$|\vec{M}| = q \dot{s}$$

onde a área total (s) é a área do círculo

$$|\vec{M}| = q (v/2\pi r) \pi r^2 = (q/2) r v$$

o que é equivalente a

$$\vec{M} = q (\vec{r} \times \vec{v}) / 2$$

Comparando-se o termo entre parêntesis com a expressão que define o momento angular,

$$\vec{r} \times \vec{v} = \vec{L}/m_e$$

logo

$$\vec{M} = (q/2m_e) \vec{L}$$

ou
$$\vec{M} = (\mu_B/\hbar) \vec{L}$$

onde $\mu_B = q\hbar/2m_e$ é o magneton de Bohr.

Relacionado a este momento magnético existe a indução magnética

$$\vec{B}_L = \mu_0 q (\vec{r} \times \vec{v}) / 4\pi |\vec{r}|^3$$

onde a corrente foi substituída por uma carga elétrica em movimento orbital.

$$\vec{B}_L = (\mu_0 q / 4\pi m_e) \vec{L} / |\vec{r}|^3 = (\mu_0 / 4\pi) 2\mu_B (\vec{L} / \hbar |\vec{r}|^3)$$

A expressão acima é válida, pois até aqui o elétron está sendo encarado como uma partícula clássica, com $|\vec{v}| \ll c$ e aceleração desprezível. Esta é uma parte do campo magnético gerado pelo elétron.

O acoplamento (III) do momento magnético do próton (\vec{M}_I) com o campo magnético criado pelo movimento do elétron (\vec{B}_L) dá uma contribuição para W_{hf}^L descrita por:

$$W_{hf}^L = -(\mu_0 / 4\pi) 2\mu_B (\hat{M}_I \cdot \hat{L}) / \hbar |\vec{r}|^3 ; \vec{M}_I = q_p \mu_n (I / \hbar)$$

mas, para o estado 1s,

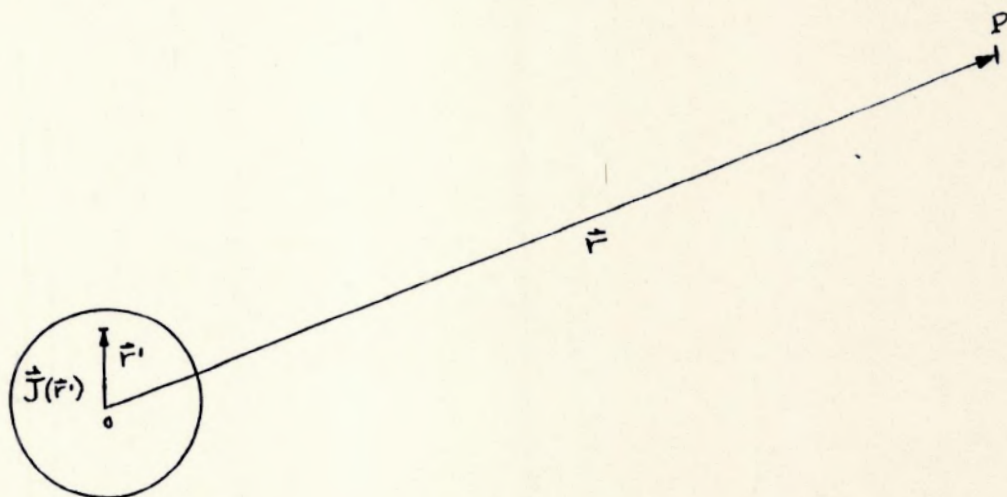
$$\langle \psi_{k l m} | w_{hf}^L | \psi_{k l m} \rangle = 0$$

O desdobramento hiperfino de níveis de energia não surge da interação do próton com o campo magnético orbital do elétron.

Com a intenção de analisar a outra parte do campo magnético do elétron, considera-se o elétron como uma partícula que possui momento magnético intrínseco (\vec{M}_S) associado a uma distribuição localizada de corrente, cuja densidade de corrente

$$\vec{J}(\vec{r}') \propto (\vec{r} - \vec{r}')$$

gera uma indução magnética num ponto P com coordenada \vec{r} , como mostra a figura seguinte:



O potencial vetor relacionado a $\vec{J}(\vec{r}')$ é definido por:

$$\vec{A}(\vec{r}) = (\mu_0 / 4\pi) \int \vec{J}(\vec{r}') / |\vec{r} - \vec{r}'| d^3 r'$$

O desenvolvimento em série de Taylor em \vec{r}' do denominador gera a expansão em multipolos de $\vec{A}(\vec{r})$. O termo não nulo de ordem mais baixa para uma distribuição localizada de correntes permanentes é

$$\vec{A}^{dip}(\vec{r}) = (\mu_0 / 4\pi) (\vec{M} \times \vec{r}) / |\vec{r}|^3 \quad (1)$$

que representa o potencial vetor do dipolo magnético.

A indução magnética, determinada a partir de

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$$

é igual a

$$\vec{B}^{\text{dip}}(\vec{r}) = (\mu_0 / 4\pi) \left[3(\vec{M}_s \cdot \vec{r})\vec{r} / |\vec{r}|^5 - (\vec{M}_s / |\vec{r}|^3) \right] \quad (2)$$

A grandes distâncias de qualquer distribuição localizada de correntes, a indução magnética é a de um dipolo magnético.

O acoplamento do momento magnético do próton com o campo magnético $\vec{B}^{\text{dip}}(\vec{r})$ gerado pelo elétron é descrito pelo Hamiltoniano

$$W_{hf}^{\text{dip}} = (\mu_0 / 4\pi) (2\mu_B / \hbar) \left[\hat{S} \cdot \hat{M}_I / |\vec{R}|^3 - 3(\hat{S} \cdot \hat{R})(\hat{M}_I \cdot \hat{R}) / |\vec{R}|^5 \right] \quad (3)$$

supondo que \hat{M}_s é paralelo a O_z .

Devido à simetria esférica do estado $1s$, este termo do Hamiltoniano hiperfino também não explica o desdobramento dos níveis;

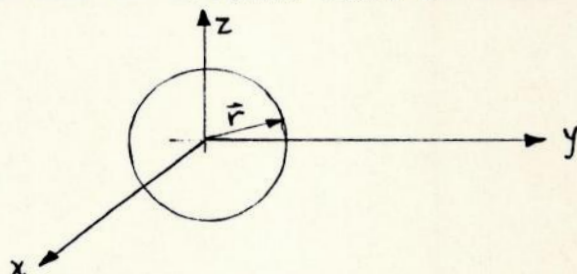
$$\langle \psi_{k' l' m' \epsilon'} | W_{hf}^{\text{dip}} | \psi_{k l m \epsilon} \rangle = 0$$

na representação $\{|\psi_{k l m \epsilon}\rangle\}$.

Neste modelo eletrônico que está sendo investigado ainda existe uma grandeza não explorada: o fluxo magnético associado à distribuição localizada de correntes no elétron, definido como:

$$\Phi = \int_{\mathcal{B}} \vec{B} \cdot \hat{n} \, ds \quad (4)$$

Considerando o elétron como uma distribuição esférica de correntes centrada na origem, como na figura,



tem-se que o campo magnético total gerado pelo elétron é parcelado:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \vec{B}_e(\vec{r}) + \vec{B}_i(\vec{r})$$

onde $\vec{B}_e(\vec{r}) = \vec{B}^{\text{dip}}(\vec{r})$ é um campo externo ao elétron e $\vec{B}_i(\vec{r})$ é um campo interno, que depende da distribuição de correntes no elétron e que deve ser uniforme - em primeira aproximação.

Portanto,

$$\Phi = \int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}) d^3r = \oint_S \vec{B}(\vec{r}) \cdot \hat{n} ds = 0$$

Com o objetivo de determinar o campo magnético interno, é possível considerar apenas um hemisfério do elétron e fazer

$$\Phi = \Phi_i + \Phi_e = 0 \quad (5)$$

em que Φ_i é o fluxo magnético interno, dado por

$$\Phi_i = \int_S \vec{B}_i(\vec{r}) \cdot \hat{n} ds$$

onde a integral está sendo calculada para a superfície circular centrada na origem do plano XOY, e \hat{n} é a normal externa à superfície.

$$\Phi_i = \pi r^2 B_i$$

O fluxo Φ_e será determinado no intervalo $[|\vec{r}|, +\infty)$;

tem-se

$$\begin{aligned} \Phi_e &= \int_{|\vec{r}|}^{+\infty} \vec{B}^{\text{dip}}(\vec{r}) \cdot \hat{n} ds \\ \Phi_e &= (\mu_0/4\pi) 2\pi \int_{|\vec{r}|}^{+\infty} [3(\vec{M}_s \cdot \vec{r})\vec{r}/|\vec{r}|^5 - (\vec{M}_s/|\vec{r}|^3)] r dr \quad (6) \end{aligned}$$

O primeiro termo do integrando de (6) não contribui para Φ_e ; restando apenas o segundo termo.

$$\Phi_e = -(\mu_0/4\pi) 2\pi \int_{|\vec{r}|}^{+\infty} (\vec{M}_s/r^2) dr$$

$$\vec{\Phi}_e = -(\mu_0/4\pi) M_s \frac{2\pi}{r}$$

Substituindo estas expressões em (5),

$$B_i = (\mu_0/4\pi) M_s (2/r^3) \rightarrow \vec{B}_i = (\mu_0/4\pi) \vec{M}_s (2/r^3)$$

O acoplamento (III) do momento magnético do próton com o campo magnético interno do elétron contribui para o Hamiltoniano da estrutura hiperfina com um termo, chamado termo de contacto (w_{hf}^c), que na representação $\{|k, l, m, \epsilon\rangle\}$ é determinado por:

$$\langle \psi_{k l m \epsilon} | w_{hf}^c | \psi_{k' l' m' \epsilon'} \rangle = -(\mu_0/4\pi) (2\mu_B M_I / \hbar) \langle \epsilon | S_z | \epsilon' \rangle (2/r^3) \int_V d^3R \langle \psi | \psi' \rangle$$

considerando que todas as correntes estão no interior do volume esférico e fazendo o raio da distribuição tender a zero,

$$w_{hf}^c = -(\mu_0/4\pi) (8\pi/3) \hat{M}_I \cdot \hat{M}_S \delta(\vec{R})$$

O Hamiltoniano da estrutura hiperfina é, então:

$$w_{hf} = -(\mu_0/4\pi) \left\{ (q/m_e R^3) \hat{L} \cdot \hat{M}_I + (1/R^3) \left[3(\hat{M}_S \cdot \vec{R})(\hat{M}_I \cdot \vec{R})/R^2 + \hat{M}_S \cdot \hat{M}_I \right] + (8\pi/3) \hat{M}_S \cdot \hat{M}_I \delta(\vec{R}) \right\}$$

sendo que, para o estado $1s$, o último termo de w_{hf}^c é o único responsável por uma diferença em energia, dada por:

$$\Delta E = -(8\pi/3) \delta(\vec{R}) \hat{M}_S \cdot \hat{M}_I \quad (7)$$

onde

$$M_S = g_s \mu_B (S/\hbar) ; \quad M_I = g_p \mu_n (I/\hbar)$$

ou

$$M_S = 2(q\hbar/2m_e) (S/\hbar) ; \quad M_I = g_p (q\hbar/2m_p) (I/\hbar)$$

e

$$\delta(\vec{R}) \equiv \left| R_{10}(0) \right|^2 \quad (I)$$

Na representação $\{|\vec{r}\rangle\}$ os elementos de matriz de w_{hf}^c

podem ser escritos na base

$$\left\{ |n=1; l=0; m_l=0; s=1/2; i=1/2; m_s; m_I\rangle \right\}$$

como

$$\begin{aligned} & \langle n, l, m_l, s, I, m'_s, m'_I | W_{hf}^c | n, l, m_l, s, I, m_s, m_I \rangle = \\ & = -8\pi/3 \quad g_s \mu_B \quad g_p \mu_n / \hbar^2 |R_{10}(0)|^2 \langle s, I, m'_s, m'_I | \hat{S} \cdot \hat{I} | s, I, m_s, m_I \rangle \\ & = A \langle s, I, m'_s, m'_I | \hat{S} \cdot \hat{I} | s, I, m_s, m_I \rangle \quad (8) \end{aligned}$$

onde A é uma constante que representa a dependência nas variáveis orbitais.

De acordo com os postulados de Pauli, o espaço de estados de spin é bidimensional. Aqui, onde há interação dos spins de duas partículas, o espaço de estados é quadridimensional,

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_s \otimes \mathcal{E}_I$$

e uma base ortonormal possível é $\{ | \mathcal{E}_s, \mathcal{E}_I \rangle \}$ onde os vetores da base são autoestados dos observáveis $\hat{S}^2, S_z, \hat{I}^2, I_z$, os quais formam um conjunto completo.

$$\{ \hat{S}^2, \hat{I}^2, S_z, I_z \}$$

Por isto é razoável definir o spin total do sistema como $\hat{F} = \hat{S} + \hat{I}$

O produto escalar expresso em (8) é obtido de

$$\hat{F}^2 = (\hat{S} + \hat{I})^2 = \hat{S}^2 + \hat{I}^2 + 2 \hat{S} \cdot \hat{I} \quad (9)$$

Verificando a compatibilidade destes operadores, tem-se

$$[\hat{S}^2, \hat{S}] = [\hat{I}^2, \hat{I}] = 0$$

se isto é verdade, então também é verdade que

$$[\hat{F}^2, \hat{S}^2] = [\hat{F}^2, \hat{I}^2] = 0$$

e

$$[F_z, \hat{S}^2] = [F_z, \hat{I}^2] = 0$$

$$[F_z, S_z] = [F_z, I_z] = 0$$

mas

$$[\hat{F}^2, S_z] \neq 0$$

e

$$[\hat{F}^2, I_z] \neq 0$$

Isto sugere que a base de autovetores comuns a $\{\hat{S}^2, \hat{I}^2, S_z, I_z\}$ não é adequada quando se considera o momento angular total do sistema. Uma alternativa é usar a base

$$\{|1/2, 1/2, F, m_F\rangle\}$$

formada por autoestados comuns a $\{\hat{S}^2, \hat{I}^2, \hat{F}^2, F_z\}$.

De (8) e (9),

$$A \hat{I} \cdot \hat{S} = \frac{A}{2} (\hat{F}^2 - \hat{S}^2 - \hat{I}^2)$$

e os autoestados do operador $A \hat{S} \cdot \hat{I}$ são dados por

$$A \hat{S} \cdot \hat{I} |F, m\rangle = \frac{A\hbar^2}{2} [F(F+1) - S(S+1) - I(I+1)] |F, m\rangle \quad (10)$$

Sabendo que $S=I=1/2$, o momento angular total só pode assumir dois valores $F=0$ e $F=1$. Para $F=1$, tem-se

$$\frac{A\hbar^2}{2} [F(F+1) - S(S+1) - I(I+1)] = \frac{A\hbar^2}{4}$$

e para $F=0$,

$$\frac{A\hbar^2}{2} [F(F+1) - S(S+1) - I(I+1)] = -\frac{3A\hbar^2}{4}$$

A diferença de energia citada em (7) corresponde a uma transição entre os níveis $F=0$ e $F=1$, tal que,

$$\Delta E = h\nu$$

$$E(F=1) - E(F=0) = h\nu$$

$$A \hbar^2 = h\nu \quad \longrightarrow \quad A \hbar^2 = 2\pi \hbar \nu$$

$$A\hbar/2\pi = \nu$$

$$\text{onde } A = (4/3) g_p (m_e/m_p) m_e c^2 \mathcal{L}^4 (1+m_e/m_p)^{-3} (1/\hbar)^2$$

$$\text{com } g_p = 5.585 \quad ; \quad \mathcal{L}^4 = (e^2/\hbar c)^4 = (1/137)^4$$

$$(m_e/m_p) = (1/1836) \quad ; \quad c = 2.998 \text{ E}(10) \text{ cm.s}^{-1}$$

$$\text{e } \hbar = 1.054 \text{ E}(-34) \text{ J.s}$$

a frequência de transição é igual a

$$\nu = 1.420 \text{ MHz}$$

que corresponde a um comprimento de onda $\lambda = 21 \text{ cm}$.

Quando este comprimento de onda é detectado dá origem à linha espectral do HI, o que significa que houve transição entre dois níveis hiperfinos correspondentes a uma troca na orientação do spin do elétron em relação ao spin do próton.

1.2. O Perfil da Linha $\lambda=21$ cm do Hidrogênio

Somente após a descoberta da linha $\lambda=21$ cm o Hidrogênio neutro interestelar começou a ser estudado. Medidas da posição e intensidade desta linha permitem obter informações sobre a distribuição do gás interestelar e sobre a estrutura, a rotação e a porção central da Galáxia. Até o presente a detecção de radiação em $\lambda=21$ cm consiste no único procedimento para observação direta do HI no espaço interestelar. Na prática existe apenas um problema básico: determinar o perfil da linha $\lambda=21$ cm experimentalmente, que pode se apresentar em absorção ou em emissão.

O Hidrogênio interestelar produz emissão discreta e contínua (32). Analiticamente, a linha $\lambda=21$ cm é o resultado de um processo de transferência de energia representado por:

$$\frac{dI_{\nu}}{dr} = \mathcal{E}(\nu) + \mathcal{E}_c(\nu) - [K(\nu) + K_c(\nu)] I_{\nu} \quad (11)$$

onde: $\mathcal{E}(\nu)$ é o coeficiente da rádio-emissão por unidade de volume na linha; $\mathcal{E}_c(\nu)$ é o coeficiente da rádio-emissão por unidade de volume no contínuo adjacente; $K(\nu)$ e $K_c(\nu)$ são os coeficientes de absorção na linha e no contínuo, respectivamente; I_{ν} é a intensidade da emissão na frequência e d/dr é a derivada ao longo da linha de visada.

A equação acima expressa a transferência de radiação na frequência ν , levando em conta a presença de um espectro contínuo adjacente a linha.

A transferência de radiação associada a linha $\lambda=21$ cm é um fato inserido num contexto físico complexo, sobre o qual é necessário fazer algumas considerações; são elas: i) a rotação galáctica é circular; ii) a Galáxia é transparente às rádio-ondas decimétricas no contínuo (32); iii) a distribuição das velocidades eletrônicas satisfaz à equação de Maxwell, portanto a emissão do HI é térmica (17); iv) a componente não térmica em fontes térmicas de rádio-emissão é pequena;

$$\mathcal{E}_t(\nu) \gg \mathcal{E}_{nt}(\nu)$$

e pode ser desprezada na maioria dos cálculos para o meio interestelar (17); v) a temperatura de spin caracteriza a população nos subníveis hiperfinos dos átomos de H e é representada por:

$$T_s = (yN_H T_H + T_R) / (1 + yN_H) ; \quad y = (h \nu_{01} q_{10}) / k T_H A_{10}$$

Se $yN_H \gg 1$, $T_s \approx T_H$. Isto indica que as transições são causadas essencialmente por colisões e a população dos subníveis pode ser determinada pela distribuição de Boltzmann.

$$(N_1 / N_0) = (g_1 / g_0) \exp(-h \nu_{10} / k T_s)$$

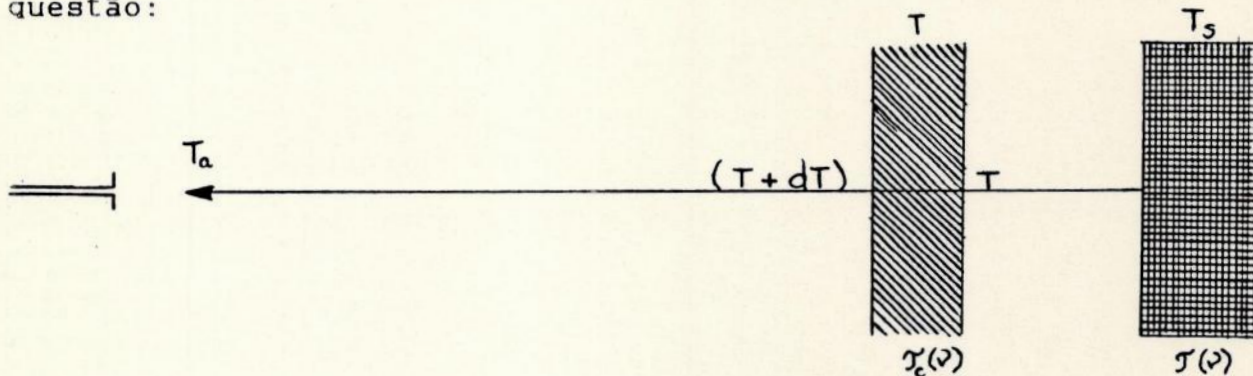
$$\text{ou } (q_{01} / q_{10}) = (g_1 / g_0) \exp(-h \nu_{10} / k T_H)$$

vi) a temperatura de spin é constante ao longo da linha de visada (35).

As hipóteses (ii), (iii), (iv), (v) e (vi) serão aplicadas ao caso de uma fonte de rádio-emissão ser observada contra uma rádio-emissão de fundo, emitida de regiões longe da fonte.

O problema será estudado para o caso em que $\tau_c(\nu)$ é pequena.

A figura (1) abaixo ilustra a situação física em questão:



sendo T a temperatura de brilhância da fonte em observação; T_s a temperatura de spin da nuvem de gás e T_a a temperatura efetiva observada.

Determinar o perfil da linha significa resolver a equação de transferência.

Fazendo

$$\mathcal{E} + \mathcal{E}_e = \mathcal{E}'$$

e

$$K + K_e = K'$$

a equação (11) se torna:

$$\frac{dI_v}{dr} = \mathcal{E}' - K'_v I_v$$

$$\frac{dI_v}{dr} + K'_v I_v - \mathcal{E}' = 0$$

$$dI + (K'_v I - \mathcal{E}') dr = 0 \quad (12)$$

A (12) pode ser tornada exata introduzindo-se um fator integrante $F_v(r)$ de modo que, se esse fator existe,

$$F_v(r) [dI + (K'_v I - \mathcal{E}') dr] = 0 \quad (13)$$

Impondo uma condição de continuidade através da linha de visada,

$$\frac{\partial}{\partial I} [F_v (K'_v I - \mathcal{E}')] = \frac{dF_v}{dr} \quad \text{ou} \quad F_v K'_v = \frac{dF_v}{dr}$$

e integrando tem-se:

$$\int \frac{dF_v}{F_v} = \int K'_v dr$$

$$\ln F_v = \mathcal{J}'_v$$

com
$$\mathcal{J}'_v = \int K'_v dr$$

$$F_v = \exp(\mathcal{J}'_v) \quad (14)$$

Substituindo (14) em (13),

$$\exp(\mathcal{J}'_v) dI + \exp(\mathcal{J}'_v) \cdot (K'_v I - \mathcal{E}') dr = 0$$

ou

$$\exp(\mathcal{J}'_v) \left[\frac{dI}{dr} + K'_v I \right] = \exp(\mathcal{J}'_v) \mathcal{E}' \quad (15)$$

mas, como $d\mathcal{J}'_v = K'_v dr$, (15) se torna

$$\frac{d}{dr} [I \exp(\mathcal{J}'_v)] = \exp(\mathcal{J}'_v) \mathcal{E}'$$

que, integrando se obtém:

$$I = \exp(-\mathcal{T}') \int \exp(\mathcal{T}') \mathcal{E}' dr' + \exp(-\mathcal{T}') c$$

onde c deve ser uma contribuição do tipo $I' \exp(-\mathcal{T}')$, talvez não térmica, devida a emissão de fundo, que pode ser omitida (17).

Desprezando a constante de integração,

$$I = \int \mathcal{E}' \exp(-\mathcal{T}') dr$$

ou

$$I = \int_0^r (\mathcal{E} + \mathcal{E}_c) \exp(-\mathcal{T}') dr' \quad (16)$$

De acordo com a lei de Kirchoff,

$$\mathcal{E}(\nu) = K(\nu) B_\nu(T)$$

onde $B_\nu(T)$ é a brilhância que, na região rádio do espectro, onde $h\nu \ll kT$, é dada pela equação de Rayleigh-Jeans como aproximação:

$$B_\nu(T) = (2k\nu^2/c^2) T$$

A intensidade e a temperatura de brilhância estão relacionadas por:

$$I = (2k\nu^2/c^2) T_{bL}$$

e (16) pode ser escrita:

$$T_{bL} = (c^2/2k\nu^2) \int_0^r (\mathcal{E} + \mathcal{E}_c) \exp(-\mathcal{T}') dr'$$

$$T_{bL} = (c^2/2k\nu^2) \int_0^r \mathcal{E} \exp(-(\mathcal{T} + \mathcal{T}'_c)) dr' + (c^2/2k\nu^2) \int_0^r \mathcal{E}_c \exp(-(\mathcal{T} + \mathcal{T}'_c)) dr \quad \dots (17)$$

Na região do contínuo, onde \mathcal{E} e K são nulos,

$$T_{bc} = (c^2/2k\nu^2) \int_0^r \mathcal{E}_c \exp(-\mathcal{T}'_c) dr'$$

e lembrando (ii),

$$T_{bc} = (c^2/2k\nu^2) \int_0^r \mathcal{E}_c dr' \quad (18)$$

Então a equação (17), solução geral de (11), pode ser reescrita como:

$$T_{bL} = (c^2/2k\nu^2) \int_0^r (\mathcal{E} + \mathcal{E}_c) \exp(-\mathcal{T}') dr' \quad (19)$$

desde que na região da linha $\lambda = 21$ cm, $K \gg K_c$.

O problema em estudo é o de uma fonte de forte rádio-emissão no contínuo, que é observada com temperatura de

brilhância (T_{bc}) e espessura ótica ($\mathcal{J}'_c(\vartheta)$) contra uma região de HI interestelar atrás da fonte, com temperatura $T_S (=T_H)$ e espessura ótica ($\mathcal{J}'(\vartheta)$).

A temperatura de brilhância na frequência ν é

$$T_b^f = T_S (1 - \exp(-\mathcal{J}')) + T_{bc} \exp(-\mathcal{J}')$$

"assumindo que a rádio-emissão na direção da linha de visada está concentrada na fonte e que suas dimensões são pequenas se comparadas à figura de antena." (17)

A temperatura de brilhância em uma região adjacente à fonte é,

$$T_b = T_S (1 - \exp(-\mathcal{J}'))$$

Considerando que no meio interestelar $T_{bc} \ll T_S$, a radiação no contínuo (T_{bc}) será negligenciada em comparação com a temperatura cinética ($T_H = T_S$) e com a temperatura de brilhância da rádio-fonte de fundo (T_b). Como $K_c \ll K$, \mathcal{J}'_c também será negligenciado, comparado com \mathcal{J}' . Então as equações de transferência na linha e no contínuo são:

$$T_{bL}^f = T_b \exp(-\mathcal{J}') + T_S (1 - \exp(-\mathcal{J}'))$$

$$T_{bc}^f = T_b \exp(-\mathcal{J}'_c) \cong T_b$$

observando a fonte e

$$T_{bL} = T_S (1 - \exp(-\mathcal{J}'))$$

$$T_{bc} = 0$$

observando uma região próxima à fonte.

A diferença na temperatura de brilhância no contínuo e na frequência da linha $\lambda = 21$ cm será:

$$\Delta T^f = T_{bL}^f - T_{bc}^f \quad \text{e} \quad \Delta T = T_{bL} - T_{bc}$$

$$\Delta T^f = (T_S - T_b) (1 - \exp(-\mathcal{J}'))$$

e

$$\Delta T = T_S (1 - \exp(-\mathcal{J}'))$$

Resolvendo para $\mathcal{J}'(\vartheta)$, tem-se:

$$\Upsilon(\nu) = - \ln \left[1 - (\Delta T - \Delta T^f) / T_b \right] \quad (20)$$

onde $T_b \equiv T_\alpha$.

A equação (20) permite a determinação da espessura ótica sobre a fonte em várias frequências.

"No meio interestelar os intervalos entre colisões atômicas são muito menores do que o tempo de vida do subnível superior ($\tau = 1.1 \text{ E}(7)$ anos ou $\tau = 3.5 \text{ E}(14)$ s (32)). A população do estado $F=1$ é mantida em equilíbrio por colisões" (27).

Isto significa que a emissão estimulada está sendo considerada. O coeficiente de absorção por átomo está relacionado com a probabilidade de absorção (B_{01}) por:

$$\int K_0(\nu) d\nu = (h \nu_{01})^2 / c (B_{01} / kT_H) = A / T_H \quad (21)$$

sendo que a temperatura cinética $T_H = T_S$ por (v) e A é uma constante com dimensão de área por unidade de tempo.

Por (iii) e (v) o perfil da linha pode ser determinado apenas pelo desvio Doppler para as linhas espectrais.

Se a amostra em estudo está parada em relação ao observador e não está sujeita a qualquer turbulência interna ou alargamento térmico, o sinal detectado tem frequência ν_{01} igual a 1.420 MHz, chamada frequência de repouso.

No caso mais geral, em que a amostra não está em repouso em relação ao observador, o sinal recebido está sujeito ao efeito Doppler dado por:

$$\pm \nu = \nu_{01} (1 \mp v/c) / \Upsilon$$

onde $\Upsilon = \left[1 - (v/c)^2 \right]^{-1/2}$

$$\pm \Upsilon \nu - \nu_{01} = - \nu_{01} (v/c)$$

Considerando o movimento macroscópico do gás,

$$v \ll c \quad \text{e} \quad \Upsilon \approx 1$$

$$\pm \Delta \nu = \mp \nu_{01} (v/c)$$

$$\pm (c \Delta \nu / \nu_{01}) = \mp v \quad (21a)$$

onde (v) é a velocidade radial de afastamento (+) ou de aproximação (-); c é a velocidade da luz no vácuo; $\Delta \nu$ é o des-

vio na frequência e ν_0 é a frequência de repouso.

$$\lambda \Delta\nu = v$$

Designando por $F(v)dv$ a probabilidade média de encontrar um átomo com velocidade radial entre v e $v+dv$, o coeficiente de absorção deste átomo por intervalo de frequência será:

$$K_0(\nu) = (h\nu_0)^2 / ckT_H B_{01} F(v) dv/d\nu$$

Sabendo que $h\nu \ll kT_H$ na faixa de rádio-ondas e que o número total de átomos de Hidrogênio (N_H) é igual a

$$N_H = N_1 + N_0,$$

segue-se de (v) que

$$N_0 = \frac{1}{4} N_H$$

isto é, um quarto de todos os átomos de H estão no estado fundamental. Então a espessura óptica total será:

$$\mathcal{T}(\nu) = \frac{1}{4} \int K_0(\nu) N_H dr = B \int N_H \frac{F(v)}{T_H} dr$$

onde B é uma constante.

Lembrando (v) e (vi) e integrando,

$$\mathcal{T}(\nu) = \eta(v) / c T_H ; \quad c = \text{cte.} \quad (22)$$

onde $\eta(v)$ representa o número de átomos de H numa coluna de seção reta unitária ao longo da linha de visada com velocidade radial v .

Admitindo o caso mais simples, no qual é detectada radiação em $\lambda=21$ cm, originada em uma nuvem de H estacionária em relação ao observador, a largura da linha é devida ao movimento térmico dos átomos de H, por (iii).

A média dos quadrados das velocidades atômicas é, por definição (40):

$$\langle v^2 \rangle = \frac{1}{N_H} \int_0^\infty v^2 dN_H$$

e dN_H , de acordo com a expressão para a distribuição de velocidades de Maxwell, é dado por:

$$dN_H = 4\pi N_H (m/2\pi kT)^{3/2} v^2 \exp(-mv^2/2kT) dv$$

Substituindo a expressão para dN_H ,

$$\langle v^2 \rangle = 4\pi (m/2\pi kT)^{3/2} \int_0^{\infty} v^4 \exp(-mv^2/2kT) dv$$

e integrando, $\langle v^2 \rangle = 3kT/m$.

Portanto, a velocidade média quadrática dos átomos de H será:

$$v_{rms} = (\langle v^2 \rangle)^{1/2}$$

$$v_{rms} = (3kT/m)^{1/2}$$

e a largura da linha, em valor absoluto, será dada por:

$$\Delta\nu = (2\nu/c) (3kT/m)^{1/2}$$

onde m "é a massa do próton" (35).

Num contexto menos idealizado o observador recebe a radiação de várias nuvens "enfileiradas", com velocidades radiais diferentes. A espessura ótica total será, então:

$$\tau_T(\nu) = \frac{1}{c} \sum_{i=1}^n \frac{\eta_i(\nu)}{T_{Hi}} \quad (23)$$

Comparando (23) com (22),

$$\frac{\eta(\nu)}{T_H} = \sum_{i=1}^n \frac{\eta_i(\nu)}{T_{Hi}}$$

$$\frac{1}{T_H} = \frac{1}{\eta} \sum_{i=1}^n \frac{\eta_i(\nu)}{T_{Hi}}$$

ou

$$\left(\frac{1}{T_H}\right) = \frac{\sum_{i=1}^n \eta_i(\nu)/T_{Hi}}{\sum_{i=1}^n \eta_i(\nu)} \quad (24)$$

que representa a temperatura média harmônica do gás, fixando a espessura ótica do Hidrogênio em $\lambda = 21$ cm.

"A temperatura do Hidrogênio neutro na banda rádio do espectro é uma média harmônica de temperaturas de regiões separadas." (KAHN-Gas Dynamics of Cosmic Clouds; Amsterdam, 1955).

A partir de medidas do perfil da linha por (34) é possível determinar a espessura ótica em diferentes frequências. O número de átomos de H numa coluna de seção reta unitária através da linha de visada com certas velocidades radiais pode então ser determinado de (22) e se a extensão da coluna é conhecida também é possível determinar sua densidade média.

Assumindo que a velocidade média do gás interestelar é 7 km.s^{-1} (32), que a espessura ótica na porção central do perfil da linha é unitária e que a temperatura do gás é $T \approx 100 \text{ K}$ (35), de (21) tem-se:

$$\eta(\mathcal{T} = 1) = 1.3 \text{ E}(21) \quad \text{átomos}$$

"Se $N_H \approx 0.5 \text{ cm}^{-3}$, o comprimento da coluna de seção reta unitária na direção da linha de visada é cerca de 800 pc" (17).

Na direção do centro e do anti-centro da Galáxia, onde $\mathcal{T}(\varphi) \approx 1$, um estudo em $\lambda = 21$ cm demonstrou que a temperatura de brilhância é igual a 125 K.

"Este valor define a temperatura cinética do gás interestelar nas regiões HI." (17)

Lembrando o movimento próprio do Sol e da Terra, torna-se necessário corrigir o perfil da linha. A correção no perfil é feita subtraindo da intensidade de radiação na frequência da linha a intensidade de radiação no contínuo. Com isto, as propriedades da região estudada podem ser determinadas, como acima, na direção da linha de visada.

Uma comparação de isofotos em $\lambda = 21$ cm com isofotos do contínuo mostra uma diferença na distribuição de intensidades, explicada pelo fato de que o H interestelar é opaco na frequência da linha na direção do centro e do anti-centro da Galáxia (32; 17).

2. A ESTRUTURA DA GALÁXIA EM 21 cm

Na seção anterior foi analisada uma situação específica: o perfil de absorção da linha do HI interestelar na direção do centro e do anti-centro da Galáxia, com a suposição de que a Galáxia possui rotação circular.

Em outras direções o perfil da linha se apresenta com duas componentes (17;35;32), o que acusa grandes velocidades radiais relativas entre as nuvens de gás interestelar devido ao tipo de rotação da Galáxia.

Com base em estudos comparativos de galáxias espirais, acredita-se hoje que a Via-Láctea é uma galáxia espiral, tipo Sa ou Sb segundo classificação de Hubble (1889-1953), e com estrutura simples: um núcleo central brilhante rodeado por uma condensação, de onde partem braços espirais. Os braços se encontram num disco achatado, que contém o plano de simetria da Galáxia. Pesquisas mais recentes mostram que o disco e o núcleo galáctico estão envoltos num halo aproximadamente esférico composto de aglomerados globulares (figura 2).

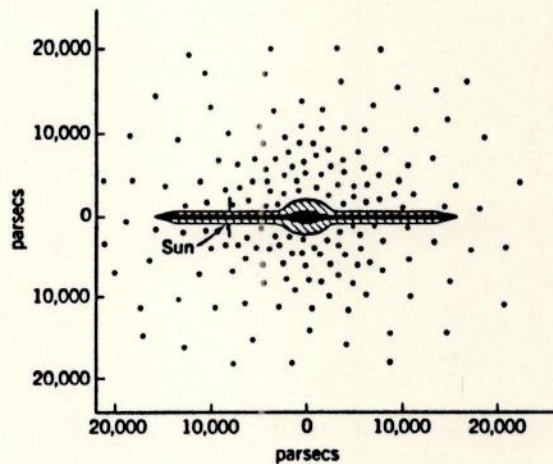


Fig. 2 - Esquema da Galáxia - vista de perfil

Estudos realizados na década de 50/60 por Oort, Kerr, Westerhout e Hulst, tentam resolver a forma da Galáxia, sempre com a suposição de movimento circularmente simétrico de rotação.

Westerhout elaborou um extenso catálogo de perfis de linha em 21 cm para uma região próxima ao equador galáctico, de $l=318^{\circ}$ a $l=220^{\circ}$, e se deteve no estudo da distribuição de H na parte exterior da Galáxia. Ele construiu um mapa da distribuição de H interestelar para diversas longitudes galácticas, onde é possível identificar claramente o braço de Perseus, Orion e o "braço mais externo". Mas neste mapa Westerhout exagerou o contraste de densidade para ressaltar os braços individuais (figura 3).

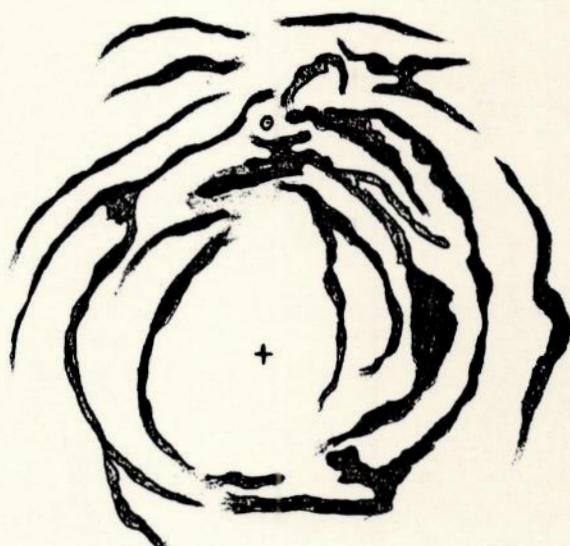


Fig. 3 - Estrutura Espiral da Galáxia vista do Pólo Norte Galáctico.

Schmidt, entre outros, na mesma época, investigando a estrutura espiral da região interna da Galáxia, construiu um mapa mostrando a projeção da densidade máxima de H interestelar sobre o plano galáctico para regiões próximas ao equador galáctico.

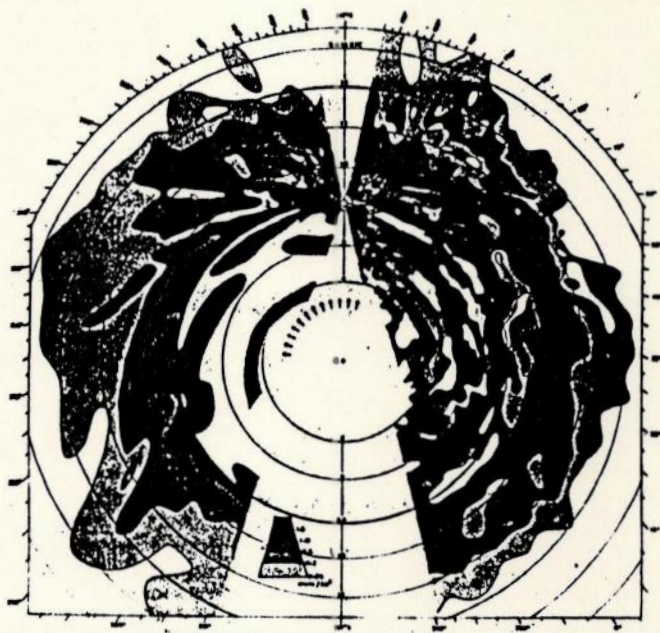


Fig. 4 - Mapeamento de Schmidt. Densidade máxima de HI sobre o plano galáctico para $b \approx 0^\circ$.

Neste mapa, o H interestelar parece estar "espalhado" pela Galáxia e os contornos dos braços não são distinguíveis.

O estudo da parte interna da Galáxia, regiões para as quais $R \lesssim 10$ kpc, é difícil por causa da ambiguidade na determinação das distâncias que existe aí. Além disso, de acordo com as mais recentes pesquisas, que têm utilizado dados de alta resolução de fontes de 21 cm em regiões $R > 11$ kpc (18), a massa total de HI na Galáxia está em torno de $4.8 \times 10^9 M_\odot$, da qual 81% está concentrada nestas regiões. Por isto a parte mais externa da Galáxia tem sido melhor estudada.

A maior dificuldade encontrada no estudo da estrutura galáctica é o estabelecimento de critérios objetivos na determinação dos parâmetros envolvidos na elaboração de um modelo de estrutura espiral.

Convencionalmente a Galáxia é considerada um disco em rotação circular diferencial sem qualquer dispersão na velocidade. Se, além disso, a velocidade angular é uma função monotonamente decrescente do raio, a velocidade máxima num perfil

corresponde a velocidade de rotação máxima no ponto subcentral.

Num modelo de galáxia "bem comportada", como as hipóteses sugerem, existem indícios de assimetrias e desvios definidos do movimento circular nas proximidades do centro galáctico. Outros dados sugerem a existência de campo de velocidades em expansão e fluxos de movimentos, previstos pela teoria linear de onda-densidade de Lin (23).

Um modelo estabelece uma curva de rotação característica, que é obtida das velocidades radiais sobre o círculo dos pontos subcentrais e depende da velocidade rotacional do padrão local de repouso.

"O padrão local de repouso (LSR) é definido para movimento solar de 20 km/s em direção a $\zeta=18^h$ e $\delta(1900)=+30^\circ$ " (20;23).

A diferença fundamental entre as curvas de rotação está estreitamente relacionada com o modelo de distribuição de massa na Galáxia e com os indícios de figuras espirais.

Para uniformizar as condições de contorno dos vários modelos, a IAU adotou valores padronizados de 10 kpc para o raio do círculo solar e 250 km.s^{-1} para a velocidade rotacional do LSR.

Se são consideradas perturbações no movimento circular, nenhuma velocidade máxima na linha de visada corresponde necessariamente à velocidade rotacional máxima na mesma direção. Então, usando a terminologia de Sinha, a curva de rotação aparente - baseada em observações, que ignora possíveis fatores de erros - e a curva de rotação básica - que ignora turbulências em velocidade e desvio do eixo simétrico de rotação - não são consistentes apesar da padronização dos valores das condições de contorno.

A comparação entre as duas curvas de rotação é baseada nas seguintes hipóteses: i) dispersão turbulenta da velocidade; ii) fluxos de velocidade radial e tangencial; iii) geometria do campo de velocidades com relação à linha de visada e iv) razão de densidade volumar e temperatura de spin do H.

Schmidt elaborou um modelo baseado em uma distribuição

pontual de massa no centro galáctico. Ele desprezou o fluxo de velocidades e deduziu a força gravitacional que seria esperada em 0.5 kpc do centro galáctico. Para calcular esta força ele sugeriu que deveria ser necessária uma massa pontual no centro da Galáxia. A partir daí, deduziu uma curva de rotação baseado na hipótese que as ondulações da curva de rotação aparente são consequência da densidade muito reduzida do gás HI em torno dos pontos subcentrais. Mas para reproduzir as ondulações o HI deveria estar ausente em uma grande parte da Galáxia. A hipótese é incorreta se comparada aos dados do próprio Schmidt, mas apesar disto ele consegue uma curva de rotação razoável que, associada aos fluxos de movimentos da teoria de onda-densidade de Lin, demonstra os movimentos observados em longitudes de 30° a 70° (10).

A figura (5) mostra a coerência existente entre os resultados de Lin e Schmidt. Os resultados de Schmidt foram melhorados por Lowinger e Sanders, que substituíram a massa pontual por uma distribuição de massa esferoidal não homogênea no centro galáctico; substituição apoiada em dados mais precisos do HI no infravermelho próximo.

Em seus cálculos Schmidt se baseou principalmente em dados do hemisfério norte galáctico.

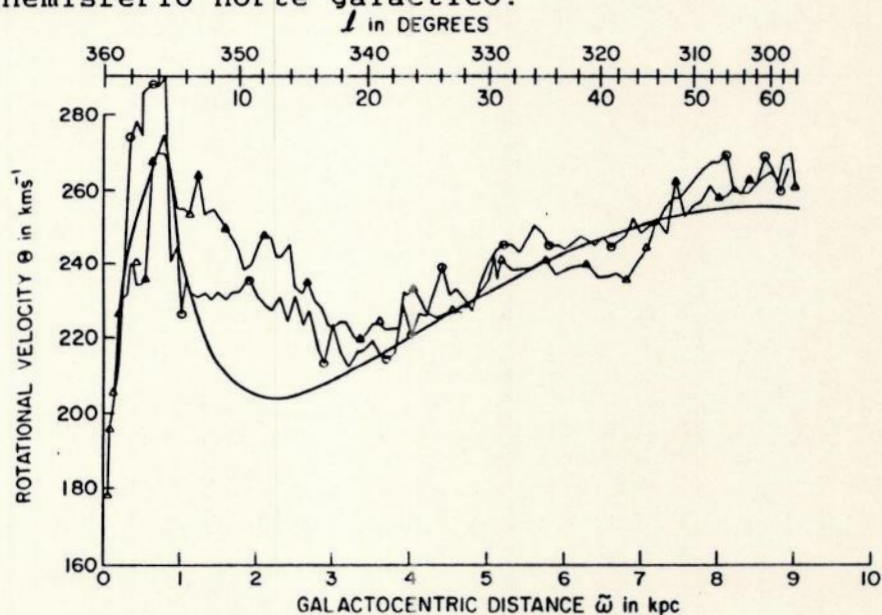


Fig. 5 - Curva de rotação básica da Galáxia.

Um modelo de galáxia espiral regular com dois braços, caracterizada pela curva de rotação básica modificada de Schmidt e considerando os fluxos de movimentos preditos pela teoria de onda-densidade de Lin ainda hoje é considerado.

2.1. Braços Espirais

Em quaisquer modelos de estrutura espiral existem aspectos comuns, tal como relatado por Henderson (15), que comparou as observações do HI interestelar com quatro modelos simulados em computador.

Segundo suas pesquisas, Henderson identificou seis regiões na Galáxia que poderiam corresponder a braços espirais. Duas destas regiões podem ser estudadas opticamente e as outras quatro podem ser estudadas em rádio-frequência.

Seu modelo básico de estrutura espiral assume que: i) a forma da espiral é logarítmica com ângulo de inclinação constante ii) os fluxos de movimentos são senoidais; iii) é usada a curva de rotação modificada de Schmidt e iv) a distribuição do HI está ausente além do limite (4-16)kpc.

Por causa da adoção da curva de rotação de Schmidt, cada um dos quatro modelos teóricos deve ajustar as seis regiões sobre o plano galáctico.

O modelo I não supõe aspecto espiral com base em que um perfil de linha HI pode ser reproduzido sem recorrer a modelo de fluxo de movimentos e a distribuição pode ser um efeito ao longo da linha de visada. Deste modo o modelo I pode distinguir aspectos reais e aparentes. A figura (6) mostra os contornos do HI gerados pelo modelo I. Os aspectos relevantes no gráfico são aparentes, resultantes do mascaramento nos pontos tangenciais.

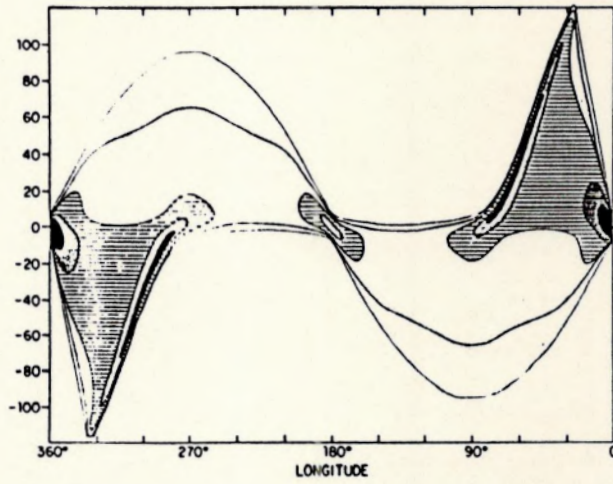


Fig. 6 - Contornos de HI gerado pelo modelo I de Henderson.

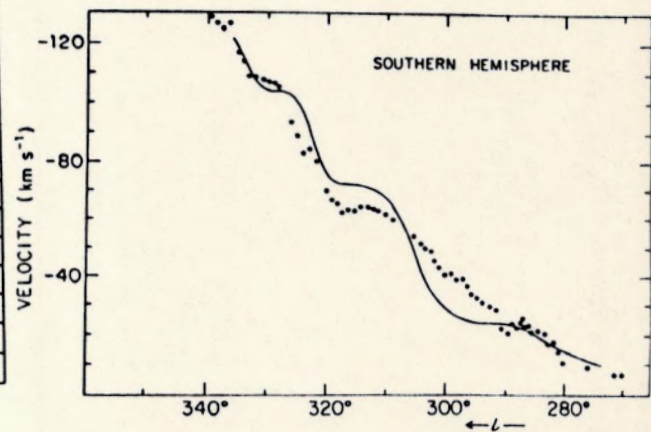
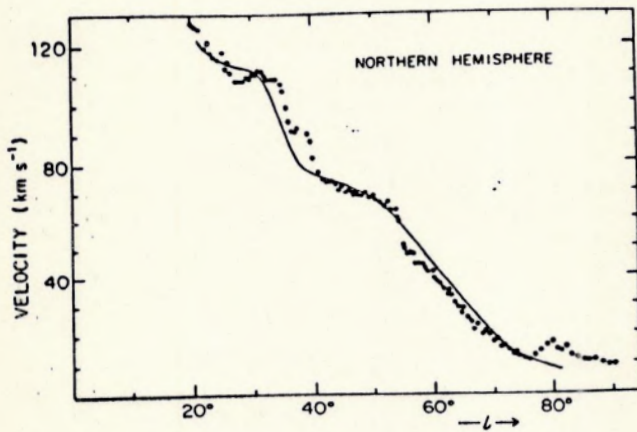
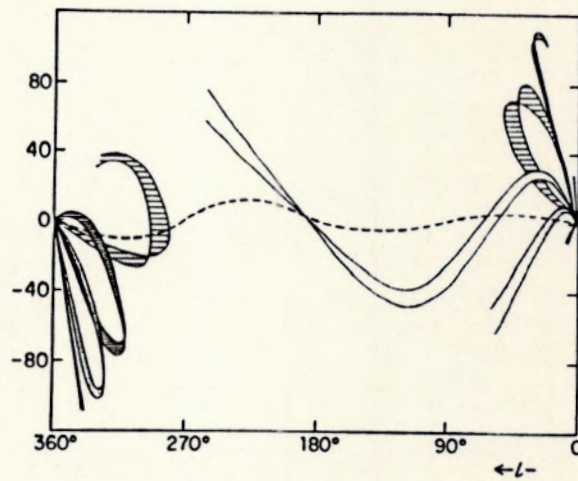


Fig. 7 - Contornos esquemáticos do HI do modelo II de Henderson e comparação com respectivos diagramas (l,v).

O modelo II supõe a Galáxia com quatro braços espirais simétricos. Os parâmetros: ângulo de inclinação, posição do Sol e amplitude de fluxo foram variados e o melhor ajuste encontrado foi uma espiral de 13° com a região solar em 160° de fase e com uma amplitude de fluxo de aproximadamente 7 km.s^{-1} , de acordo com o LSR. Com estes ajustes as quatro regiões são claramente reproduzidas para $R > 10 \text{ kpc}$ em ambos os hemisférios, embora os dados do hemisfério norte tenham se ajustado melhor por causa da escolha da curva de rotação. A figura (7) é uma representação dos resultados do modelo II; cada "laçada" é o esquema de um braço espiral.

O modelo III considera a Galáxia uma espiral assimétrica com dois braços "fortes" e dois braços "fracos" e o modelo IV supõe a co-rotação interna. Estes dois modelos foram desprezados porque, na confrontação com os dados, os contornos do HI não estão tão fiéis quanto no modelo II.

Em todos os seus modelos Henderson assume que os fluxos de movimentos criados pela onda-densidade geram perturbações na velocidade de modo que o grau de inclinação (dv/dl) se aproxima de zero quando o braço espiral cruza o círculo de pontos tangentes. Fixando o círculo dos pontos tangenciais, a longitude determina diretamente a posição dos braços e assim as quatro regiões podem ser identificadas. Observando-se a figura (7), acima, verifica-se a existência de perturbações na velocidade em $(28^{\circ} - 34^{\circ})$; $(44^{\circ} - 51^{\circ})$; $(310^{\circ} - 318^{\circ})$ e $(328^{\circ} - 333^{\circ})$ de longitude e a razão de realces de densidade encontrada é 3:1.

Para cada um dos modelos, os fatores que foram comparados na confrontação do perfil de linha com os análogos foram os movimentos sistemáticos e os realces de densidade braço/entre braço.

Um grupo de pesquisadores de Maryland, envolvidos num projeto de definição dos braços espirais, assumem que a Via-Láctea é uma galáxia espiral simétrica, cujos braços são espirais logarítmicos, apresentando grande curva de rotação.

O modelo de rotação circular tem sido utilizado com

êxito no estudo de outras galáxias. Estas galáxias exibem grandes curvas de rotação, segundo evidência observacional colhida por Blitz (4). Estudos comparativos justificam a adoção do mesmo modelo para as regiões exteriores da Via-Láctea (20).

O gráfico longitude-velocidade da distribuição de densidade superficial de HI no exterior da Galáxia é apresentado na figura (8), onde as letras A, B e C representam os braços de Cygnus, Perseus e Orion, respectivamente.

Os ângulos de inclinação dos braços dependem da curva de rotação assumida no modelo. Os cálculos de Blitz definem os ângulos de inclinação médios para A e B iguais a 22° e 27° , respectivamente, enquanto que os resultados de Kerr para as mesmas figuras são iguais a 16° e 20° .

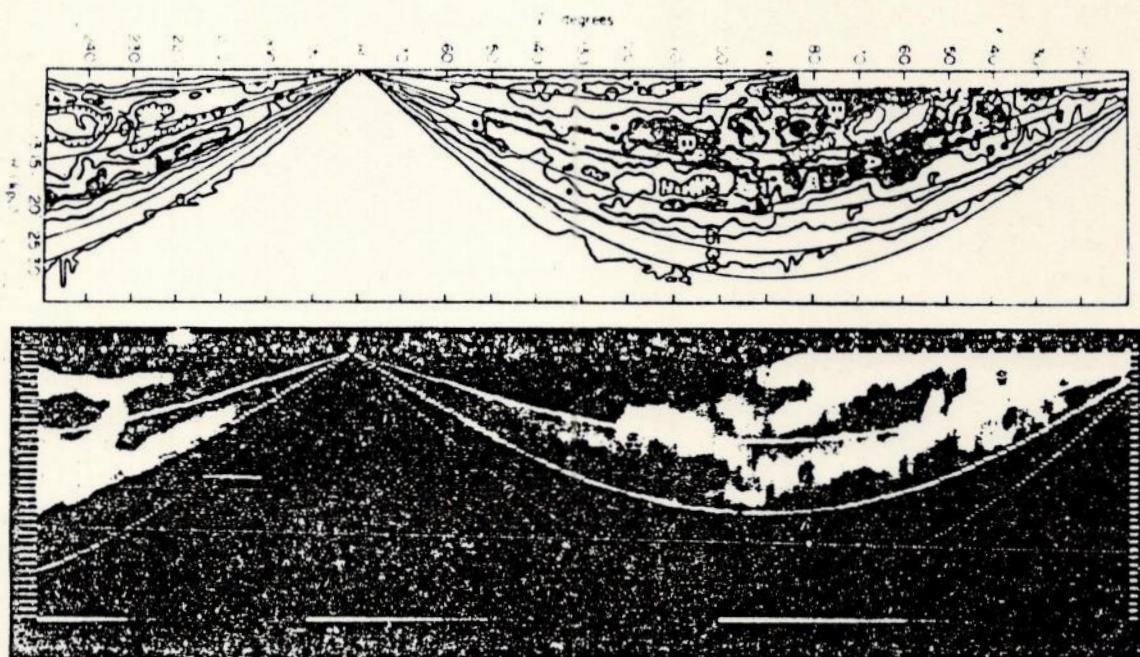


Fig. 8 - Gráfico (l-v) da densidade superficial de HI além do círculo solar.

Em coordenadas galactocêntricas, os mesmos dados obtidos por Blitz são esquematizados na figura (9) - representados pelas linhas mais escuras.

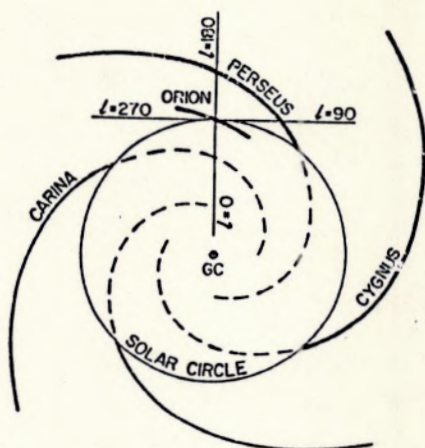


Fig. 9 - Gráfico (l,v) em coordenadas galactocêntricas.

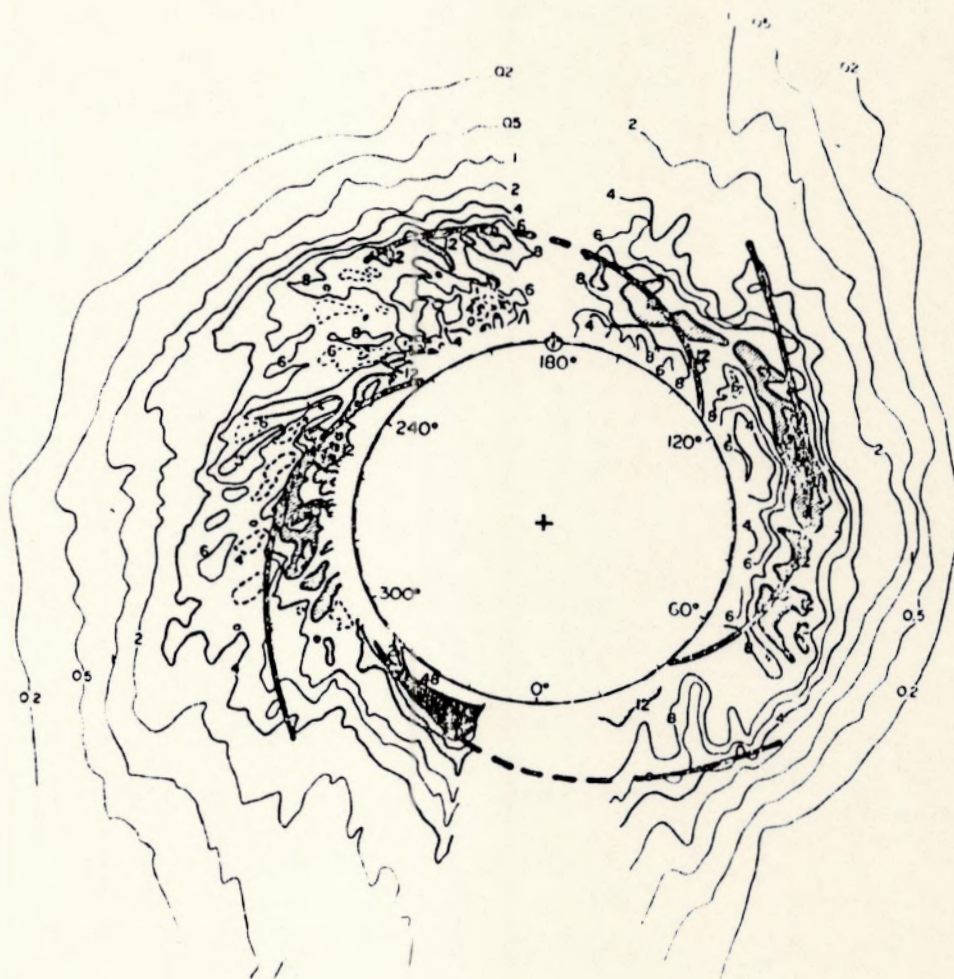


Fig. 10 - Superposição dos resultados de Blitz e Kerr.

De acordo com a hipótese de galáxia espiral simétrica, espera-se que existam quatro braços além do círculo solar.

Os resultados de Blitz e Kerr não apresentam discordâncias na determinação e extensão dos braços de Perseus, Cygnus, Carina e Orion, sendo que este último parece ser um ramo. O quarto braço que é esperado aparece na figura, no entanto foi encontrado apenas um ramo na interseção com o círculo solar.

A superposição dos dados de Blitz e Kerr, figura (10), deixa claro o alto grau de correlação entre os dois conjuntos de dados.

A diferença fundamental entre as análises de Blitz e Kerr é que, enquanto o primeiro utilizou o espaço observado (l-v), o segundo trabalhou os dados no espaço transformado R, θ .

As interseções dos braços com o círculo solar são as condições de contorno, que devem ser satisfeitas em quaisquer tentativas de extrapolação das formas espirais.

A extrapolação da aparência exterior para o interior prediz a posição de máximos de emissividade HI. De acordo com os resultados de Blitz e Kerr foram encontrados apenas ramos "desordenados".

A simetria bilateral, esperada em um modelo de galáxia Sa/Sb, está ausente tanto nos resultados da distribuição de densidade média de HI quanto nos estudos da curvatura em relação aos hemisférios da Galáxia. E está claro, pelos dados de (4,18), que o HI da Galáxia se estende por regiões muito distantes, além do círculo solar.

Concluindo, o grupo propõe que os movimentos médios devem se elípticos, ou realmente a estrutura da Galáxia seria assimétrica. O que está de acordo com os dados do modelo II de Henderson:

"A região exterior da Galáxia é mais claramente uma espiral de quatro braços simétrica. A região interna é muitíssimo menos definida."

Os resultados de Blitz, Kerr e Henderson estão de acordo com aqueles de Georgelin, que investigou regiões HII e elaborou um modelo de quatro braços espirais com ângulo de inclinação de

12° baseado em uma grande curva de rotação, para $R > 14$ kpc do centro galáctico. A tabela I mostra mais claramente as regiões estudadas nas pesquisas com o H atômico que foram comentadas aqui.

TABELA I
Comparação entre os modelos
de quatro braços espirais para a Galáxia

MODELO	LONGITUDE DOS PONTOS TANGENCIAIS (\circ)				LONGITUDE DOS PONTOS R = R_0 (\circ)			
Georgelin	285	310	329	- 35 49	285	323	14	55
Henderson II	290	314	329	- 28 46	290	340	20	65
Blitz	296	-	324	339 29 -	296	338	29	70

As curvas de rotação adotadas são qualitativamente as mesmas e o número mínimo de braços, para qualquer modelo espiral baseado na teoria linear de onda-densidade, é igual a dois. Isto é consequência da primeira propriedade das ondas-densidade (V). No entanto, a teoria não despreza a possibilidade de ocorrência de dois braços na parte mais interna e quatro braços na parte exterior da Galáxia.

SEGUNDA PARTE

^{12}C ^{16}O NA GALAXIA

1. A LINHA DE 2,6 mm

O espectro emitido por uma molécula pode ser dividido em três regiões espectrais correspondentes aos diferentes tipos de transições entre os estados quânticos moleculares. No infravermelho longínquo e microondas podemos observar os espectros de rotação de uma molécula que possui um momento de dipolo elétrico. No infravermelho próximo observamos os espectros de vibração-rotação correspondentes as radiações emitidas em transições vibracionais das moléculas que possuem momento de dipolo elétrico, que comportam também mudanças nos estados de rotação. Na região do ultravioleta e visível observamos os espectros eletrônicos, correspondentes as radiações emitidas em transições eletrônicas.

Se a molécula possuir um momento de dipolo elétrico permanente, como ocorre com todas as moléculas diatômicas heteronucleares, pode-se observar espectros de emissão e absorção. A emissão de radiação é devida à rotação do dipolo e a absorção de radiação produzida pela interação desse dipolo com o campo elétrico da radiação incidente.

No caso do Monóxido de Carbono, a linha de 2,6 mm é devida à uma transição entre dois estados rotacionais puros ($J=1 \rightarrow 0$) e provocada pela rotação do dipolo elétrico permanente da molécula. Podemos prever esta emissão utilizando um modelo bem simples, usualmente chamado de ROTOR RÍGIDO.

1.1. O Modelo do Rotor Rígido

O movimento rotacional de uma molécula diatômica pode ser visualizado como a rotação de um corpo rígido em torno de seu

centro de massa (figura 11),

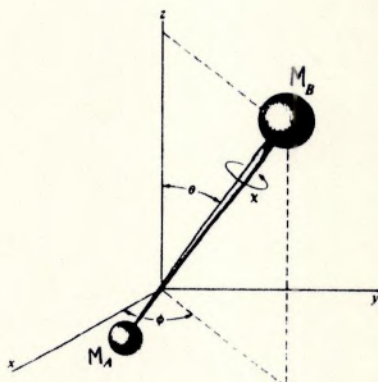


Fig. 11 - Movimento da molécula como um corpo rígido.

Vamos observar a molécula através de um sistema de coordenadas que move-se com velocidade constante, solidário ao centro de massa da molécula. Esses eixos são chamados de eixos fixos, apesar de estarem movendo-se. Entretanto, a molécula pode estar girando neste sistema coordenado, sendo a rotação descrita pelas coordenadas angulares θ e ϕ ; o terceiro ângulo, corresponde a uma rotação em torno do eixo internuclear, porém, como toda a massa da molécula está localizada neste eixo, essa rotação não contribui efetivamente para a energia puramente rotacional.

1.1.1. Estudo Clássico

Se assumirmos que a molécula é rígida de forma que a separação internuclear é fixa em uma distância de equilíbrio r_e , e os eixos OM_A e OM_B chamados de r_1 e r_2 respectivamente, temos pela definição de centro de massa que :

$$m_1 r_1 = m_2 r_2 \quad (25)$$

o que nos permite escrever

$$(r_1/m_2) = (r_2/m_1) \quad (26)$$

O momento de inércia I do sistema com relação ao centro de massa será :

$$I = m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 \quad (27)$$

introduzindo a massa reduzida ,

$$\mu = (m_1 m_2) / (m_1 + m_2) \quad (28)$$

podemos escrever I como

$$I = \mu r_e^2 \quad (29)$$

Se nenhuma força externa age sobre o rotor o momento angular total \vec{J} do sistema com respeito ao centro de massa O , é uma constante de movimento. O rotor gira então, em torno de O , em um plano perpendicular ao vetor \vec{J} , com velocidade angular constante $\vec{\omega}_r$. O módulo de \vec{J} está relacionado com $\vec{\omega}_r$ por:

$$|\vec{J}| = I \omega_r \quad (30)$$

No centro de massa o Hamiltoniano é dado por:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} I \omega^2 \quad (31)$$

já que a energia total do sistema se reduz apenas a energia cinética rotacional.

A expressão (31) pode ser escrita ainda como:

$$\mathcal{H} = J^2 / 2\mu r_e^2 \quad (32)$$

As expressões (29) e (32) mostram que reduzimos o sistema em estudo, para o sistema de uma partícula fictícia de massa que gira em torno de O com velocidade angular $\vec{\omega}_r$ e momento angular \vec{J} .

1.1.2. Quantização do Sistema

Como r_e é fixo, os parâmetros que definem a posição do rotor são os ângulos polares θ e ϕ . O estado quântico do rotor será descrito então por uma função de onda de quadrado integrável $|\Psi\rangle$ pertencente ao espaço de estados \mathcal{E}_r . Vamos assumir que seja normalizada:

$$\langle \Psi | \Psi \rangle = \int d\Omega \Psi^*(\theta, \phi) \Psi(\theta, \phi) = 1 \quad (33)$$

onde $|\Psi(\theta, \phi)|^2 \sin\theta d\theta d\phi$ representa a probabilidade de encontrar o eixo do rotor dentro do elemento de ângulo sólido $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$.

O Hamiltoniano quântico do rotor será então:

$$\hat{H} = \hat{J}^2 / 2\mu r_e^2 \quad (34)$$

Como H é um operador que atua em \mathcal{E}_r , H aplicado, $|\Psi\rangle$ fica

$$H|\Psi\rangle = (\hat{J}^2 / 2\mu r_e^2) |\Psi\rangle \quad (35)$$

Sendo os autovalores do operador \hat{J}^2 da forma $J(J+1)h^2$, precisamos definir $\Psi(\theta, \phi)$, encontrando um sistema ortonormal de autofunções de \hat{J}^2 . Este sistema é representado pelos harmônicos esféricos $Y_J^M(\theta, \phi)$ que constituem uma base no espaço de funções de quadrado integrável em θ e ϕ . Vamos denotar por $|J, M\rangle$ o ket associado com $Y_J^M(\theta, \phi)$. Assim,

$$H|J, M\rangle = (J(J+1)h^2 / 2\mu r_e^2) |J, M\rangle \quad (36)$$

ou ainda:

$$H|J, M\rangle = BJ(J+1)h |J, M\rangle \quad (37)$$

onde $B = h^2 / 4\pi\mu r_e^2$ é chamado de "constante rotacional" e possui unidade de frequência.

Finalmente, temos que os autovalores de H são da forma:

$$E_{\text{ROT}} = BJ(J+1)h \quad (38)$$

1.1.3. Regras de Seleção

Como já havíamos comentado anteriormente, a emissão de radiação se dá através da rotação do dipolo da molécula. Vamos encontrar agora as regras de seleção para as transições e mostrar que é preciso que a molécula possua momento de dipolo para que haja emissão ou absorção de energia.

No sistema de coordenadas adotado, as componentes do momento de dipolo $\vec{\mu}$ que gira com a molécula são:

$$\begin{aligned}\vec{\mu}_x &= \mu_0 \sin\theta \cos\phi \\ \vec{\mu}_y &= \mu_0 \sin\theta \sin\phi \\ \vec{\mu}_z &= \mu_0 \cos\theta\end{aligned}\tag{39}$$

de forma que os elementos de matriz envolvidos nas transições de dipolo elétrico são dados por:

$$\begin{aligned}\langle J, M | \vec{\mu} \cdot \vec{E} | J', M' \rangle &= \\ &= \mu_0 |\vec{E}| \int_0^{2\pi} \int_0^\pi Y_J^M(\theta, \phi) \exp(-iM\phi) \begin{pmatrix} \sin\theta \cos\phi \\ \sin\theta \sin\phi \\ \cos\theta \end{pmatrix} Y_{J'}^{M'}(\theta, \phi) \exp(+iM'\phi) \sin\theta d\theta d\phi\end{aligned}$$

que desaparecem a menos que $\mu \neq 0$, $J = J' \pm 1$ e $\begin{cases} M = M' & (\mu_x, \mu_y) \\ M = M' + 1 & (\mu_z) \end{cases}$

As regras de seleção são portanto,

$$\Delta J = \pm 1 \quad ; \quad \Delta M = 0 \quad \text{ou} \quad \Delta M = \pm 1$$

e além do mais, a molécula precisa ter um momento de dipolo permanente para exibir um espectro rotacional puro.

1.1.4. A Emissão de 2,6 mm calculada pelo Modelo do Rotor Rígido

Sendo $E_{\text{rot}} = BJ(J+1)h$, temos que:

$$\Delta E = [B(J+1)((J+1)+1)h - BJ(J+1)h]$$

$$\Delta E = 2BJ(J+1)h$$

logo, ΔE ($J=1 \rightarrow 0$) fica

$$\Delta E = 2Bh$$

ou ainda,

$$\Delta E = \frac{\hbar^2}{\mu r_e^2}$$

utilizando os seguintes valores para \hbar , μ e r_e ,

$$\hbar = 1,054E(-27) \text{ erg.s}$$

$$\mu = 6,857 \text{ uma} = 1,138E(-23) \text{ g}$$

$$r_e = 1,130 \text{ \AA}$$

obtemos para ΔE :

$$\Delta E = h\varphi = 9,759E(-16) \text{ erg}$$

ou

$$\varphi = 115,359 \text{ GHz} \quad \rightarrow \quad \lambda = 2,6 \text{ mm}$$

Apesar de termos escolhido o Modelo do Rotor Rígido para fazer a previsão da emissão do CO em 2,6 mm, o resultado encontrado ajusta-se muito bem ao observado experimentalmente. Isso ocorre, muito provavelmente, pelo fato de que as nuvens de CO estando a baixa temperatura, os átomos de carbono e de oxigênio quase não vibram, mantendo a separação internuclear praticamente fixa em uma posição de equilíbrio.

1.2. Observações do $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ Galáctico

A maior parte da massa gasosa da Galáxia é constituída de H_2 ou HI. As partículas que colidem com as nuvens densas de gás devem ser, em maioria, moléculas de H_2 .

A alta frequência de transição $J = 1 \rightarrow 0$ do CO permite obter alto poder de resolução angular, além de não ser afetada pela matéria existente ao longo da linha definida como visada. Por isto, as observações CO são "filtros seletivos de gás denso" em baixas temperaturas no espaço interestelar: nuvens escuras, complexos de gás e pó, etc. Nuvens densas são locais de formação estelar, encontram-se nos braços da Galáxia e parecem estar intimamente relacionadas a MASERS de H_2O ou OH. O conhecimento da distribuição de densidade de CO permite saber, por inferência, a distribuição da densidade do H_2 galáctico. Portanto, a investigação do céu na frequência da radiação do CO pode dar um bom indício do forma espiral da Galáxia.

A emissão na frequência de 115 GHz corresponde a uma transição entre dois níveis puramente rotacionais do estado fundamental da molécula $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$. A emissão dos isótopos $^{12}\text{C}^{18}\text{O}$ e $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$, em 109,8 GHz e 110,2 GHz respectivamente, não será considerada.

A distribuição do monóxido de carbono na Galáxia começou a ser investigada na década passada. Entre os primeiros trabalhos estão os de Bania (1), Bash (3) e Burton (9).

Bania investigou a região $10^\circ \leq l \leq 352^\circ$ no plano galáctico com o telescópio de 11m do NRAO no período de março/75 - fevereiro/76, com resolução em velocidade $v = 75\text{km.s}^{-1}$ e resolução angular $\Delta l = 0,2 - 65''$ de largura de feixe na frequência de repouso do CO - e admitiu que o gás é ópticamente fino em todas as frequências, ($\tau = 1$), e a temperatura de excitação constante; então existe (LTE).

$$T_{ex} \int_{-\infty}^{+\infty} T^* dv \quad (\text{K km.s}^{-1}) \propto \eta .$$

colunar "A intensidade integrada é proporcional à densidade das moléculas de CO ao longo da linha de visada". (1)

O contorno do CO no interior da Galáxia é mostrado no diagrama (1,v) na figura (12). As concentrações do gás foram relacionadas em cinco regiões: i) máximo principal; ii) braço de 3 kpc; iii) o disco nuclear; iv) aglomerado (1) e v) aglomerado (2). A região do máximo principal se estende de $+50 \text{ km.s}^{-1}$ a -50 km.s^{-1} e é caracterizada por movimentos de rotação circular do gás ao longo da linha de visada. A emissão no braço de 3 kpc pode ser confundida com a emissão do máximo principal, se estendendo de -90 km.s^{-1} a -10 km.s^{-1} . A emissão do disco nuclear, (nomenclatura adotada por Rougoor e Oort em seus estudos da emissão do HI), está centrada em $l = 0^\circ$ e se estende de $+230 \text{ km.s}^{-1}$ a -230 km.s^{-1} e, de acordo com o autor, pode ser produzida por movimento de rotação diferencial do gás no disco galáctico. O aglomerado (1) está localizado em $l = 355^\circ$, se movendo com velocidade $+10 \text{ km.s}^{-1}$. Os cálculos indicam a existência de movimentos não circulares da matéria, ambíguos com respeito ao núcleo galáctico. A massa de HI detectada no aglomerado corresponde a aproximadamente 2% da massa molecular e foi estimada em $2 \times 10^5 M_\odot$. O aglomerado (2) se estende de 50 km.s^{-1} a 150 km.s^{-1} . Em largura de velocidade esta concentração excede quaisquer outros contornos do CO observados na mesma época.

Os contornos do CO podem ser melhor identificados na figura (12a), um outro esquema do diagrama (1,v) obtido por Bania. Para nuvens com $\tau(\text{CO}) \approx 1$, em equilíbrio termodinâmico local e sem transferência radiativa em seu interior, a intensidade integrada é proporcional à densidade colunar de moléculas de CO. A densidade colunar de H_2 pode ser estimada através da abundância relativa de (C) e (H), conhecendo-se a abundância do CO.

Então a relação

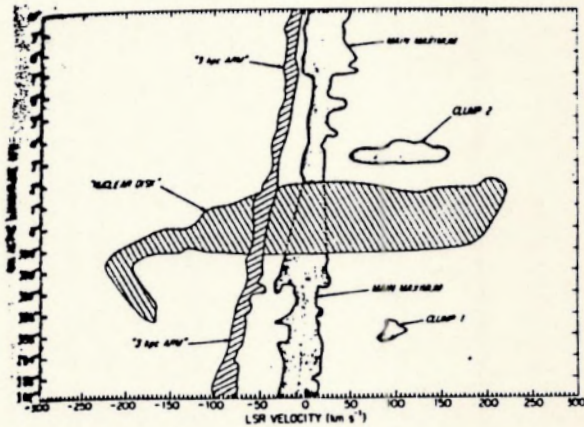
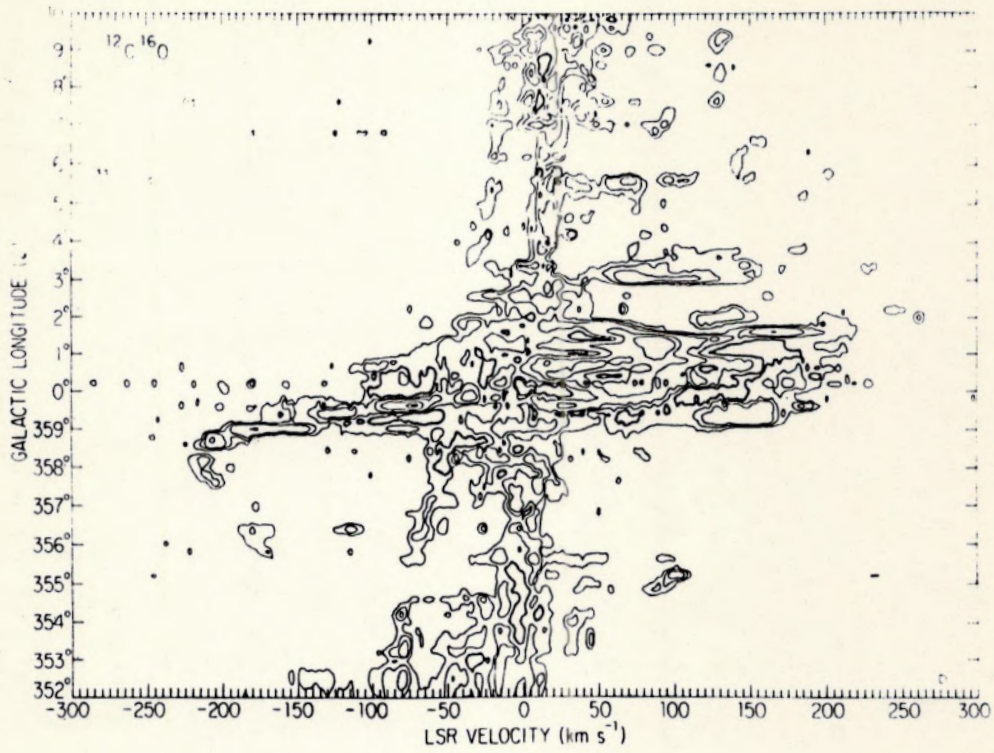


Fig. 12 e 12a - Diagrama (l,v) e esquema das maiores concentrações no mesmo espaço.

$$\eta_{(CO)} \propto T_{ex} \frac{(^{12}CO)}{(^{13}CO)} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{T^*}{3} (^{12}CO) dv$$

dá a densidade colunar de CO, e sabendo-se que $T_{ex} = 20$ K (9), $(^{12}CO)/(^{13}CO) = 40$ e $(CO)/(H_2) \approx 6 \times 10^{-5}$, a densidade colunar do H_2 pode ser obtida através da equação:

$$\eta_{(H_2)} = 2,4 \times 10^{20} \int_{-\infty}^{+\infty} T^* (^{12}CO) dv \quad (cm^{-2})$$

utilizada por Bania e Burton.

A equação acima pressupõe $T_{ex} =$ constante e $\mathcal{T}(CO) = 1$ em toda a Galáxia mas muitos registros do CO demonstram que $T > 20$ K - os cálculos de Bania e Burton foram feitos para $T = 20$ K - especialmente nas regiões mais internas da Galáxia.

Para nuvens com $\mathcal{T}(CO) \gg 1$ as intensidades integradas são funções da temperatura do gás e não da densidade. A falha da equação implica que a distribuição de um significativo número de nuvens frias de ^{12}CO (≈ 3 K) é desconhecida e, portanto, a incerteza na determinação da distribuição da massa de H_2 é um ponto a ser discutido.

Quanto a cinemática das concentrações de CO, pelos diagramas foi possível verificar que a maior parte da emissão está caracterizada por movimento de rotação circular diferencial embora cerca de 10% dos gás molecular no interior da Galáxia esteja aparentemente associado a movimentos não-circulares.

Bania utilizou a curva de rotação de Burton (1) com a parametrização de Schmidt (1965) para $R \gg 5,5$ kpc e por esta razão adotou um modelo de Galáxia com 12 kpc de raio constituída por gás ópticamente fino de densidade constante. As pesquisas de Scoville, Solomon e Burton indicaram que a reduzida emissão CO era originária de regiões além do círculo solar e utilizaram uma grande curva de rotação. A figura (13) mostra o esquema da Galáxia segundo os cálculos de Bania, com base nos trabalhos de Burton, Schmidt, Scoville e Solomon.

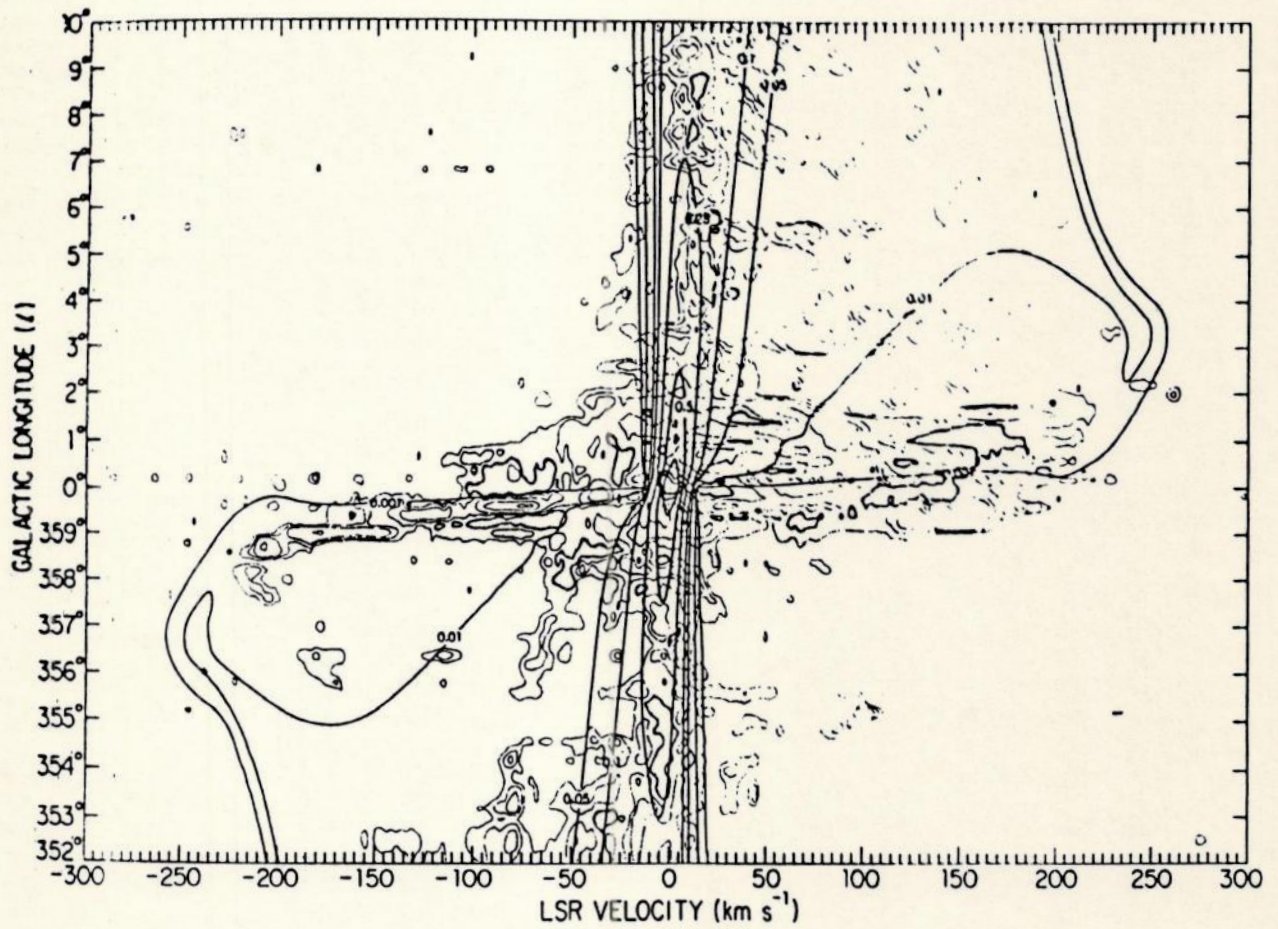


Fig. 13 - Modelo da Galáxia segundo os dados de Bania (1).

Vários aspectos da emissão do CO parecem contínuos em longitude, sugerindo a possibilidade de associação física (Tabela II). Este fato levou Bania a propor a hipótese de existência de um anel molecular com 190 pc de raio, velocidade rotacional de cerca de 65 km.s^{-1} e velocidade radial de $+150 \text{ km.s}^{-1}$.

TABELA II
Movimentos observados em $b \approx 0^\circ$

EMISSAO	EXTENSAO	LIGAÇÃO
-135 km.s^{-1}	$ v \leq 200 \text{ km.s}^{-1}$	$l \approx 1^\circ$ e $l \approx 359^\circ$
165 km.s^{-1}	$ v \leq 140 \text{ km.s}^{-1}$	$l \approx 2^\circ$ e $l \approx 359^\circ$

Na região em torno de $l \approx 0^\circ$ os diagramas (12) e (12a) indicam movimentos não circulares do gás. O ajuste do anel molecular para $l \approx 0^\circ$ feito por Bania não é bom porque a emissão do CO não cruza esta região com velocidades de mesma magnitude.

As emissões em -135 km.s^{-1} e em 165 km.s^{-1} estão "ligadas" em $l \approx 359^\circ$. Nesta direção os perfis de linha indicam intensidades e componentes de velocidade máximas.

Solomon, Scoville, Burton e Lindblad também foram favoráveis à sugestão de um anel molecular. Estes autores se dividem entre dois modelos dinâmicos para a origem do anel molecular. Um dos modelos supõe que a formação do anel molecular envolve gás mantido em órbitas ressonantes (24) e o outro supõe que a formação do anel está relacionada com gás comprimido resultante de uma explosão no centro galáctico.

Os ajustes dos dados do CO aos movimentos do anel na órbita de ressonância são feitos impondo aproximação epicíclica para os movimentos de expansão/contração do gás. Mas existem

sérias dificuldades práticas para realizar estes ajustes: não foi possível encontrar uma condição inicial para a velocidade a fim de representar o anel e o braço de 3 kpc simultaneamente; além disso, a curva de rotação para a região interior da Galáxia não é confiável por causa da influência de movimentos não-circulares do gás nos resultados.

O outro modelo considera o anel como a propagação da onda de choque resultante de uma explosão muito próxima do centro galáctico. O modelo hidrodinâmico despreza a gravidade própria do gás e o efeito da interação deste com os campos magnéticos e assume que o potencial gravitacional devido às estrelas não é afetado pela explosão nem pelo conseqüente movimento do gás. As condições iniciais impõem que o gás é isotérmico e está em equilíbrio com o potencial gravitacional. Como vários parâmetros relevantes não foram controlados, o grau de incerteza do modelo de explosão é alto, não converge para um resultado único e falha especificamente na previsão da massa do gás presente no interior do anel. Apesar disso o modelo pode ser viável se considerarmos que os efeitos dinâmicos da explosão persistem e são alterados com o passar do tempo.

Os autores acima citados deram um tratamento quase estático ao problema da evolução dos efeitos da explosão. Isto somado aos parâmetros que permaneceram livres torna considerável o grau de incertezas do modelo de explosão para o anel molecular.

Resumindo, as primeiras observações do CO galáctico indicam que a maior parte da massa do CO encontra-se na região mais próxima ao núcleo - o braço de 3 kpc, o disco nuclear e os aglomerados (1) e (2), que são os aspectos relevantes - sugerindo que a emissão se origina predominantemente em nuvens moleculares e aglomerados escuros de gás-pó. Cerca de 90% desta massa está localizada, não apresentando grandes formações, e se move de acordo com a curva de rotação adotada para o modelo galáctico. Estes resultados estão de acordo a pesquisa de Burton e Gordon (1976) sobre a distribuição de abundância radial do CO. As fontes mais intensas na região nuclear aparentemente

definem uma curva no espaço (l,v) com grau de inclinação consistente com a hipótese de um corpo em rotação. As duas observações do disco nuclear que se distinguem por suas altas velocidades não-circulares - -135 km.s^{-1} e 165 km.s^{-1} na Tabela II - contínuas em $l \approx 359^\circ$, sugeriram a existência de um anel molecular de CO circulando o centro galáctico em $b = 0^\circ$. E os modelos propostos para explicar o anel são inaceitáveis porque a emissão não é simétrica em $l = 0^\circ$ e porque nenhum deles pode ser ajustado às observações complementares em $l \approx 1^\circ$.

1.3. Observações Recentes do CO Galáctico

Neste ítem serão analisados os trabalhos mais recentes da pesquisa do CO galáctico, realizados entre 1980 e 1985. Serão destacados os trabalhos de Blitz, Cohen e Robinson.

Blitz utilizou seus resultados de um estudo anterior sobre a distribuição de HI no exterior da Galáxia, onde encontrou que a Galáxia é espiral simétrica de quatro braços além de 10 kpc, para tentar extrapolar os resultados para o interior impondo a continuidade das condições de contorno. Por hipótese o CO está concentrado nos braços, portanto parece razoável supor que a extrapolação esteja dentro das expectativas.

O gráfico (l,v) obtido por Blitz foi calculado para distâncias maiores do que 4 kpc do centro (figura 14). A comparação com os gráficos obtidos por Robinson, Cohen mostra que algumas estruturas são identificadas facilmente: o braço de "Scutum" e o braço de Sagittarius. No entanto, aparecem vários ramos, curtos e descontínuos, que denunciam a inviabilidade da extrapolação do aspecto exterior da Galáxia para dentro do círculo solar.

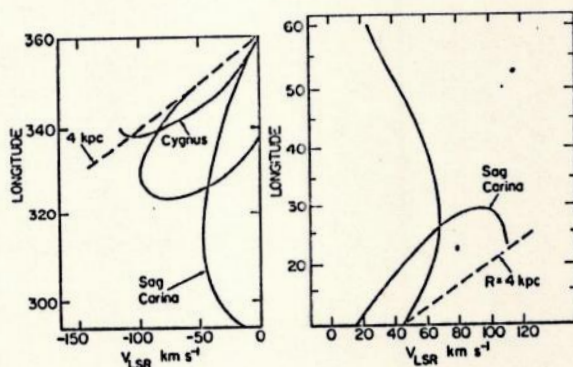


Fig. 14 - Diagrama (l,v) assumindo que o CO ocorre somente nos braços maiores.

Blitz investigou ainda a distribuição radial do CO e comparou os gráficos da emissividade para baixas longitudes (Norte) e altas longitudes (Sul). Os máximos de emissividade ocorreram em $l=30^\circ$ no hemisfério norte e em $l=325^\circ$ e $l=340^\circ$ no hemisfério sul. A figura (15) mostra estes resultados convertidos para distâncias:

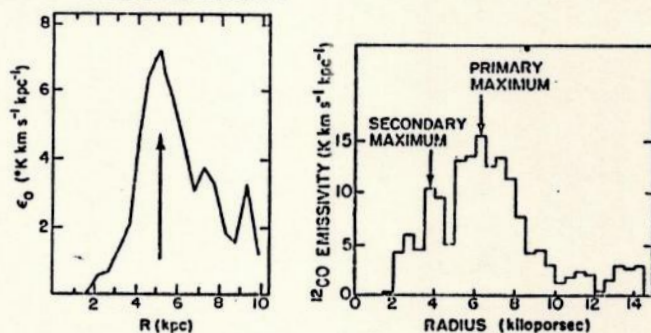


Fig. 15 - Emissividade CO para baixas (N) e altas (S) longitudes.

Através de seu estudo comparativo Blitz conclui que além de 10 kpc a Galáxia possui aspecto relativamente simétrico, de quatro braços espirais e alguns ramos. E defende seu ponto de vista afirmando que "Galáxias às vezes mostram diferentes estruturas nas suas regiões interiores e exteriores, então não é surpresa que a extrapolação de uma parte não deva se aplicar à outra" (4).

O grupo de pesquisa de Cohen realizou dois estudos da emissão em 2,6 mm do CO, fazendo o mapeamento do primeiro quadrante ($12^\circ \leq l \leq 60^\circ$ e $-1^\circ \leq b \leq +1^\circ$) e do segundo quadrante ($105^\circ \leq l \leq 139^\circ$ e $-3^\circ \leq b \leq +3^\circ$). Pesquisas anteriores estiveram sujeitas a limitações, pois ficaram restritas ao estudo do primeiro quadrante no plano galáctico, não evidenciando formações contínuas em larga escala - caracterizando os braços espirais e intervalos na emissão sobre bandas significativas de longitude - associados às regiões entre-braços. A pesquisa deste grupo abrangeu uma larga faixa de longitude, compreendendo regiões fora mas próximas do plano galáctico. Esta foi sem dúvida a vantagem do estudo de Cohen, que deu base para pesquisas posteriores:

Blitz (4) (5), Bash (2) e Manchester (26).

A pesquisa foi feita nos meses frios de 78/79, quando a opacidade atmosférica atinge níveis mais baixos, com uma antena de largura de feixe igual a $7',5$ na frequência de repouso do CO.

O objetivo do estudo foi verificar se o CO existe em um arranjo "ordenado" e se as nuvens moleculares dão um bom traçado da estrutura espiral. Para isto dois procedimentos experimentais na obtenção de dados foram adotados: as observações na região $l < 128^\circ$ foram feitas com largura de feixe de $0,5^\circ$ em l e b enquanto as observações em $l > 128^\circ$ foram feitas em toda a largura de feixe. O tempo de integração em qualquer dos dois casos foi aproximadamente uma hora por grau quadrado.

Os resultados de Cohen estão representados na figura (16) que é uma projeção sobre o plano galáctico da emissão CO no primeiro e segundo quadrantes.

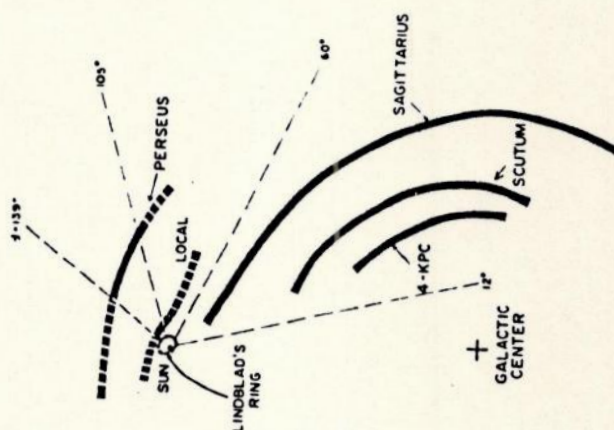


Fig 16 - Braços espirais identificados na pesquisa de Cohen.

A pesquisa no primeiro quadrante cobriu um intervalo de $12^\circ \leq l \leq 60^\circ$ e encontrou três formações - uma em $v \approx 5 \text{ km.s}^{-1}$ e duas em $v \approx 85 \text{ km.s}^{-1}$ - identificadas como o braço de 4 kpc; o braço de Scutum e o braço de Sagittarius. Em $l = 36^\circ$ foi identificada uma pequena concentração de gás com temperatura maior que 2 K, alta intensidade relativa, baixa velocidade e extensão menor que 5 kpc. Por causa de tais características este aglomerado pode estar associado a um ramo, notável nas pesquisas

do HI na mesma região.

A pesquisa no segundo quadrante indicou a existência de concentração de gás nos intervalos $(0, -20) \text{ km.s}^{-1}$ e $(-40, -60) \text{ km.s}^{-1}$, que está em correspondência com o braço local e o braço de Perseus, respectivamente. As observações demonstraram ausência de emissão CO no intervalo $(-20, -40) \text{ km.s}^{-1}$, o que significa que o gás pode estar frio ou difuso nesta região.

A observação do CO em $l = 36^\circ$ representou um ponto importante nas pesquisas de Cohen, pois mostrou que existe gás em forma molecular nas regiões entre os braços espirais de mesma qualidade do material existente nos braços. Este fato reforça a hipótese da evolução do material na Galáxia segundo a teoria de onda-densidade.

A figura (16) mostra três braços moleculares na Galáxia projetados sobre o plano galáctico, com traçado muito específico, característico de observações de CO. Um limite superior para o tempo de vida dessas nuvens é o tempo requerido para uma parcela do gás atravessar o braço espiral. Segundo Cohen este limite é da ordem de 10^8 anos. Isto significa que é possível haver uma condição para a equipartição de massa entre nuvens de gás molecular e atômico.

Seguindo a sugestão de Cohen, Robinson pesquisou a distribuição do CO ao longo do plano galáctico sul, cobrindo a faixa $294^\circ \ll l \ll 358^\circ$ e $-0^\circ,075 \ll b \ll 0^\circ,075$, com resolução angular de aproximadamente $8'$ de arco. As observações foram feitas com um telescópio de 4m, com largura de feixe de $2',8$ de arco na frequência da linha, no período setembro-dezembro/80 e junho-novembro/81.

Robinson assume: i) a distância centro-Sol igual a 10 kpc; ii) gás em movimento circular na Galáxia; iii) curva de rotação de Sinha (34) para o ajuste das velocidades no hemisfério sul; iv) curva de rotação de Burton (9) para o ajuste de velocidades do CO no hemisfério norte; v) ponto tangencial em longitude dado por :

$$R_T = R_\odot \text{ sen } l$$

e, vi) velocidade radial no ponto tangencial igual a

$$V_T = V(R_0 \text{ sen } l) - V(R_0) \text{ sen } l$$

Observa-se no diagrama (l, v) da emissão do CO obtido por Robinson, figura (17), que o crescimento da longitude até $l = 341^\circ$ é acompanhado do decréscimo da velocidade, que alcança o valor máximo de -150 km.s^{-1} , enquanto que a velocidade do gás diminui com o aumento da longitude até alcançar -53 km.s^{-1} em $l = 0^\circ$. Esta variação da velocidade com a longitude foi mais ou menos uniforme. Um aspecto notável foi a ausência de emissão CO em intervalos de longitude entre $305^\circ \leq l \leq 308^\circ$; $316^\circ \leq l \leq 323^\circ$; $332^\circ \leq l \leq 336^\circ$ e $338^\circ \leq l \leq 340^\circ$. Estes fatos sugerem que foram observados pontos tangenciais e que o ponto $(l, v) = (340^\circ, -150 \text{ km.s}^{-1})$ é um deles. Esta concentração foi associada com o braço de 3 kpc, por comparação.

Pela figura está claro a existência de muitos "buracos" na emissão CO do hemisfério sul se comparados aos dados do hemisfério norte, que apresentam relativa continuidade em longitudes acima de $l = 60^\circ$ e grandes concentrações no intervalo $12^\circ \leq l \leq 60^\circ$ (12). Este resultado foi atribuído à varredura limitada em latitude (26) e esta polêmica ainda permanece.

A varredura limitada em latitude implica que muitas nuvens moleculares próximas ao Sol escapariam da observação. Este fato pode ser confirmado, na figura (18), comparando-se as amostras de Cohen e Robinson. A amostra de Cohen, limitada a $-1^\circ \leq b \leq +1^\circ$, indica que existe uma concentração mais alta de CO no hemisfério norte, na região $0 < v < 20 \text{ km.s}^{-1}$.

Tentando encontrar uma solução para o problema de redução das intensidades observadas, Robinson (28) estudou os efeitos da diluição do feixe para nuvens distantes. De acordo com seus cálculos, cerca de 67% das nuvens de CO não seriam resolvidas para largura de feixe de $8'$ de arco em uma distância de 13 kpc. Se o efeito da diluição do feixe e da baixa emissividade do CO forem combinados, esta fração aumenta para cerca de 90%. Em consequência, apenas os grandes complexos

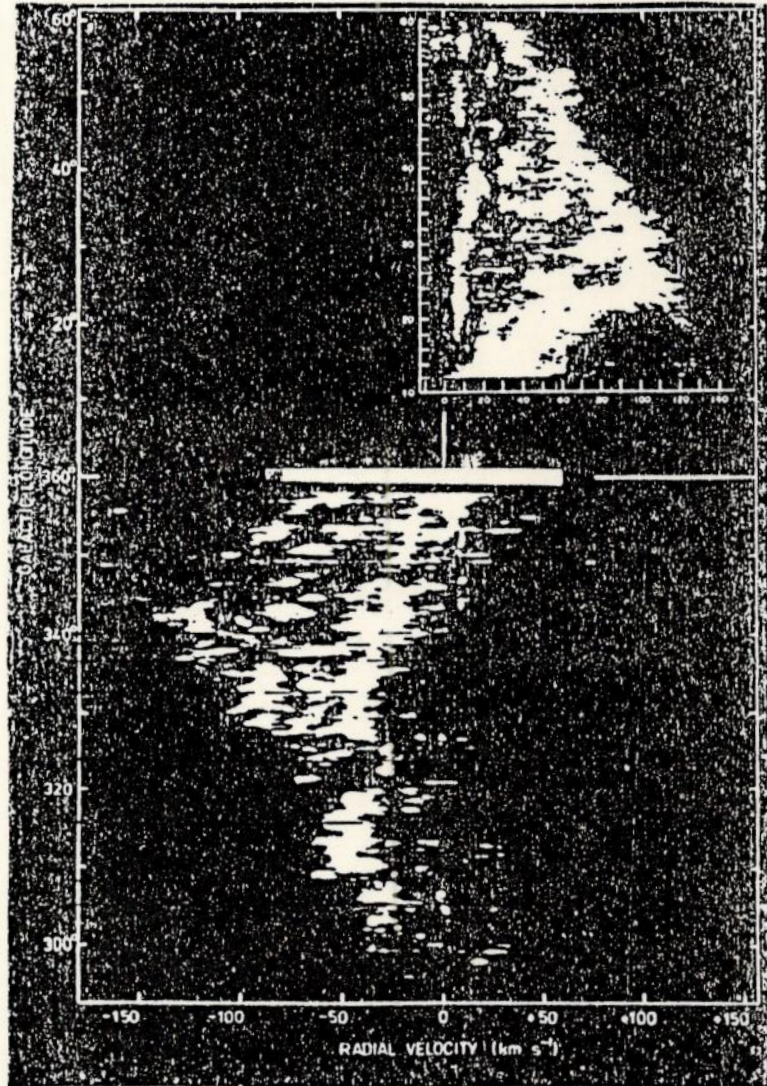


Fig. 17 - Diagrama (l, v) da emissão CO para $294^{\circ} \leq l \leq 358^{\circ}$ e $12^{\circ} \leq b \leq 60^{\circ}$ (dados de Cohen).

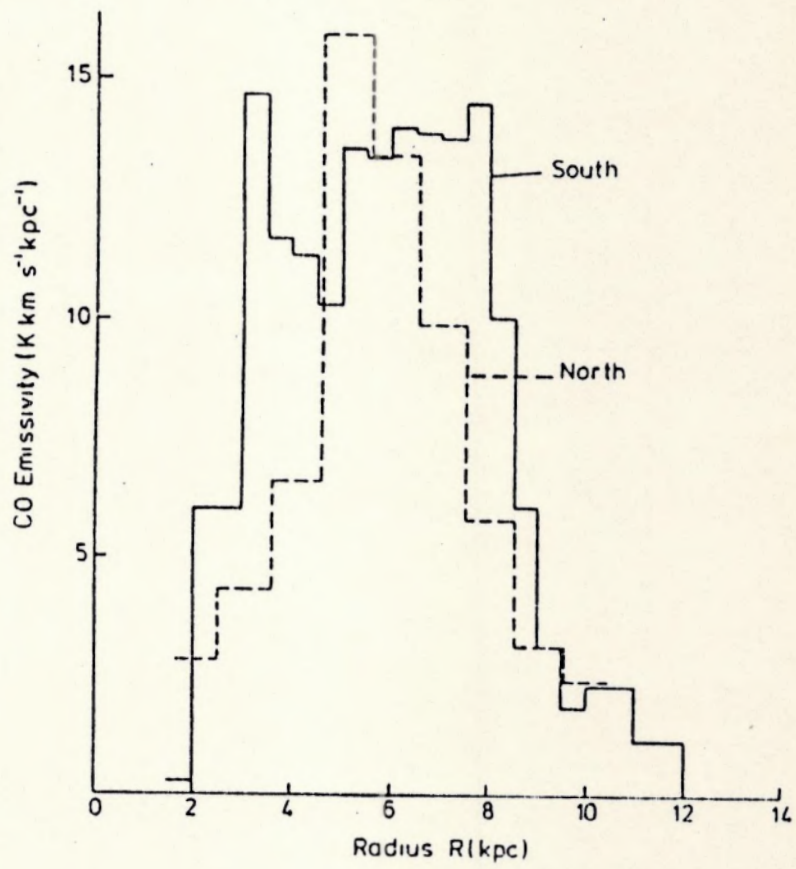


Fig. 18 - Distribuição radial da emissividade CO em intervalos de 0.5 kpc de largura. — dados do hemisfério sul; --- dados do hemisfério norte.

CO poderiam ser observados na Galáxia.

O problema das falhas na emissão do CO sugeriu uma outra hipótese alternativa, que supunha que os aglomerados de CO se encontravam afastados do plano galáctico para regiões em $R < 10$ kpc (28;26;5).

Existem duas extensas falhas na emissão CO notáveis nos registros de Robinson (figura 18). Um deles no intervalo $338^\circ \ll 1 \ll 352^\circ$ e outro em $14^\circ \ll 1 \ll 55^\circ$ próximo a um ponto tangencial com $v = 20 \text{ km.s}^{-1}$. Do ponto de vista de Burton (9) o gás encontra-se distribuído aleatoriamente, não evidenciando uma estrutura de espiral. Contrariamente, Cohen (12) concluiu que existe continuidade nas emissões CO, caracterizando estrutura de braços e os "buracos", interpretados como estruturas contínuas, foram caracterizados como as regiões entre os braços. O próprio Robinson não interpretou seus dados considerando os aspectos descontínuos da emissão.

Os movimentos não-circulares observados no gás e as dificuldades associadas com a ambiguidade na determinação de distâncias nas regiões onde $R < R_0$ tornaram-se um problema na transformação do plano (l,v) para o plano (R,θ) , no modelo de Robinson. De acordo com a hipótese (ii) a transformação pressupõe movimentos circulares do gás. Para $R \cong R_0 = 10$ kpc é válida a hipótese (iii). O modelo de braço espiral é representado pela relação:

$$R = R_s \exp [(\theta - \theta_s) \tan \mu]$$

onde R_s foi considerado igual a 4 kpc; θ_s é a fase inicial e μ é o ângulo de inclinação, ambos variáveis.

Analisando os pontos tangenciais dos registros, Robinson encontra evidência de três prováveis braços espirais (Tabela III)

TABELA III
Modelo de Robinson - Resumo

LOCAL	R (kpc)	μ	θ_s
282°	11/12	11°	247°
309°	7,8	12°	135°
327°	5,4	12°	25°
337°	16/17	13°	310°

Por causa do efeito da diluição do feixe para as nuvens de CO, a quarta linha da Tabela III se refere a um "suposto" braço espiral postulado por Robinson, que admite que a Via-Láctea é uma galáxia com quatro braços espirais. Na realidade ele encontrou apenas um ramo descontínuo nesta região.

O mesmo grupo de pesquisa de Robinson (26), continuando sua investigação do hemisfério sul galáctico, ampliou o estudo da distribuição do CO em latitude para $-0,975^\circ \leq b \leq +0,975^\circ$, completando a anterior (28). O grupo concluiu: i) que em várias longitudes o CO está concentrado fora do plano galáctico, implicando que nestas regiões existe um mínimo real na emissão e ii) que a distribuição do CO, computando todos os pontos tangenciais em $303^\circ \leq l \leq 342^\circ$ é gaussiana.

Apesar destas importantes conclusões, o problema da distribuição CO em latitude persistiu, pois a faixa até aqui pesquisada foi muito estreita - a mais larga foi a de Cohen (12), $-1^\circ \leq b \leq +1^\circ$ e $-3^\circ \leq b \leq +3^\circ$. Desde 1983 dois grupos de pesquisadores tentam completar os estudos sobre a distribuição do CO em altas latitudes ($|b| \geq 20^\circ$) no hemisfério norte e sul da Galáxia (5;21).

2. HI VERSUS CO

"Existe um arranjo ordenado no CO, e nuvens moleculares são de fato um excelente traçado da estrutura espiral". (12)

"Apesar da emissão CO estar mais concentrada no espaço (1,v) do que a radiação de 21 cm do HI, uma comparação detalhada do interior da Galáxia revela que não existe estrutura de CO em larga escala a qual também não é observada no HI". (1)

"Análises do HI no exterior da Galáxia tem o poder de revelar um quadro mais claro do desenho dos braços espirais do que pode ser obtido no interior da Galáxia". (4)

"Existem seis regiões na Galáxia que marcam a existência de uma forma espiral. Dois podem ser vistos óticamente e quatro podem ser determinados de dados de HI". (15)

"Na Galáxia nosso modelo assume a forma de dois braços espirais". (2)

"Existe claramente algum arranjo ordenado das nuvens escuras na Galáxia, simplesmente aglomerando ou desenhando em grande escala uma estrutura espiral". (9)

"Está claro, da ausência de uma forma espiral reconhecível... que a maioria das nuvens não pode estar situada em forma de braços espirais regulares". (31)

A questão é: a emissão do HI e/ou a emissão do CO constituem um bom traçado da estrutura espiral?

As opiniões são divergentes quanto à estrutura espiral. Isto é consequência da subjetividade dos critérios adotados para as condições de contorno. Todos os estudos analisados consideram a Via-Láctea uma galáxia espiral. A diferença fundamental entre eles está na consideração de simetria e regularidade da espiral.

Tanto as pesquisas do HI como as do CO galáctico foram limitadas para as regiões $b \approx 0^\circ$; especialmente as primeiras observações. Houve, também, restrição em distância - as observações feitas além do círculo solar ($R_0 \approx 10$ kpc) concentraram-se no intervalo $11 \leq R \leq 15$ kpc enquanto que aquelas feitas dentro do círculo solar pertencem ao intervalo (4 - 10) kpc.

Das observações do HI e do CO galáctico foram identificadas certas regiões que podem estar caracterizando estruturas de braços espirais:

- i) Sagittarius - $(50^{\circ}, 80 \text{ km.s}^{-1})$; $(300^{\circ}, -40 \text{ km.s}^{-1})$
- ii) Scutum - $(30^{\circ}, 130 \text{ km.s}^{-1})$; $(322^{\circ}, -90 \text{ km.s}^{-1})$ e $(340^{\circ}, -140 \text{ km.s}^{-1})$
- ii) Perseus - $(90^{\circ}, 270^{\circ})$

Estas três regiões estão presentes em várias pesquisas do HI e do CO. Os números entre parêntesis são valores para (l,v) . No hemisfério sul a velocidade é negativa e no norte, positiva.

O braço de Sagittarius no hemisfério sul é chamado de "braço de Carina" nas pesquisas do HI.

Além destas foram detectadas mais duas estruturas: o braço de $(3 - 4)$ kpc - os números entre parêntesis são os valores encontrados por estudos mais antigos e mais recentes, respectivamente - e a "ressonância interna de Lindblad". O "braço" de $(3 - 4)$ kpc nas observações do CO também foi detectado em investigações do HI, chamado "braço de Orion". Esta estrutura foi confundida com um ramo e não está claro se o impasse já está resolvido. A ressonância interna de Lindblad, identificada nas pesquisas do CO como um anel que se expande, também é conhecida por "anel de Lindblad", uma estrutura local.

A precisão dos aparelhos utilizados variou entre $(3 - 9)$ minutos de arco para l e entre $(1.3 - 2.6) \text{ km.s}^{-1}$ para v , tanto nas pesquisas do CO como nas pesquisas do HI. O equipamento é típico para o espectro de linha e com o aumento da sensibilidade foram encontradas nuvens de CO rarefeito e frio em regiões que estão provavelmente entre os braços.

A parte exterior da Galáxia, para a qual $R > 10$ kpc, tem sido bem resolvida e existe bom acordo entre todos os grupos de pesquisa considerados. Aparentemente a Galáxia é regular e simétrica nesta região. As regiões listadas acima evidenciam uma certa regularidade e são independentes do modelo adotado.

A parte interna da Galáxia, para a qual $R < 10$ kpc, não foi bem definida pelos estudos da linha do HI. Comparando com os

resultados do H, os dados do CO apresentam um contraste mais evidente nesta região.

As curvas de rotação de Schmidt (1965) e Burton (1978) calculadas para o H são ainda hoje usadas, com algumas modificações, nas pesquisas do CO.

2.1. Distribuição e Cinemática

Os modelos para o HI e o CO adotam rotação circular na Galáxia, com grande curva de rotação e assumem que a distribuição interna de velocidade de uma nuvem de gás, localizada no ponto subcentral, é gaussiana. Então a velocidade da nuvem é a velocidade terminal (v_t).

Nos pontos subcentrais (também chamados de pontos tangenciais), onde o raio galactocêntrico é mínimo, temos:

$$R \equiv R_{\min} = R_0 |\sin l|$$

As velocidades radiais (ou velocidades terminais) nestes pontos, são dadas pela relação:

$$v_t = V(R_0 |\sin l|) - V(R_0) |\sin l|$$

ou como velocidades de rotação,

$$|v_t| = \theta(R_0 |\sin l|) - \theta_0 |\sin l|$$

Grande parte das informações sobre os movimentos na Galáxia são obtidas através das velocidades radiais, se não existe ambiguidade na estimativa da posição da nuvem. Porém esta ambiguidade ocorre na região $0 < R < 4$ kpc e não pode ser ignorada. Esta dificuldade restringiu a maioria das pesquisas em aproximadamente $4 < R < 14$ kpc.

Foram verificados desvios da forma gaussiana, especialmente em altas velocidades, tanto nas observações do HI quanto naquelas do CO. Os desvios foram interpretados como

consequência da transformação $(l,v) \leftrightarrow (R,\theta)$, dependendo da área observada ($R < R_\theta, R > R_\theta$ ou $R \sim R_\theta$) e determinando o grau de saturação e o número esperado de nuvens.

O CO, associado com matéria fria, encontra-se aglomerado enquanto o HI está mais espalhado em velocidade. As velocidades radiais máximas na linha de visada são comparadas na figura (19) como função da distância. Os círculos abertos são dados relativos ao CO. Uma rápida inspeção da curva torna evidente a semelhança cinemática entre o CO e o HI. Os desvios de rotação circular básica observados nas velocidades do CO ocorrem na mesma localização, com a mesma amplitude e escala das perturbações nas velocidades do HI. É possível concluir, então, que a mesma dinâmica governa as duas concentrações.

A distribuição radial do CO e a do HI podem ser comparadas na figura (20). Na região $R \leq 4$ kpc há um decréscimo acentuado na abundância do CO e HI. O máximo na abundância do CO está compreendido entre 4 kpc e 8 kpc. Além deste intervalo, ($R > 8$ kpc), as nuvens de CO são crescentemente raras. Contrariamente, a abundância do HI é aproximadamente constante na região $4 \leq R \leq 14$ kpc.

O CO encontra-se mais localizado do que o HI. No interior da Galáxia a maior parte da massa está na forma molecular, em aglomerados de nuvens escuras.

No anel $4 \leq R \leq 8$ kpc observou-se que 65% dos registros são de emissões do CO, contra 36% de emissões do HI. Esta proporção se inverte no anel $10 \leq R \leq 14$ kpc.

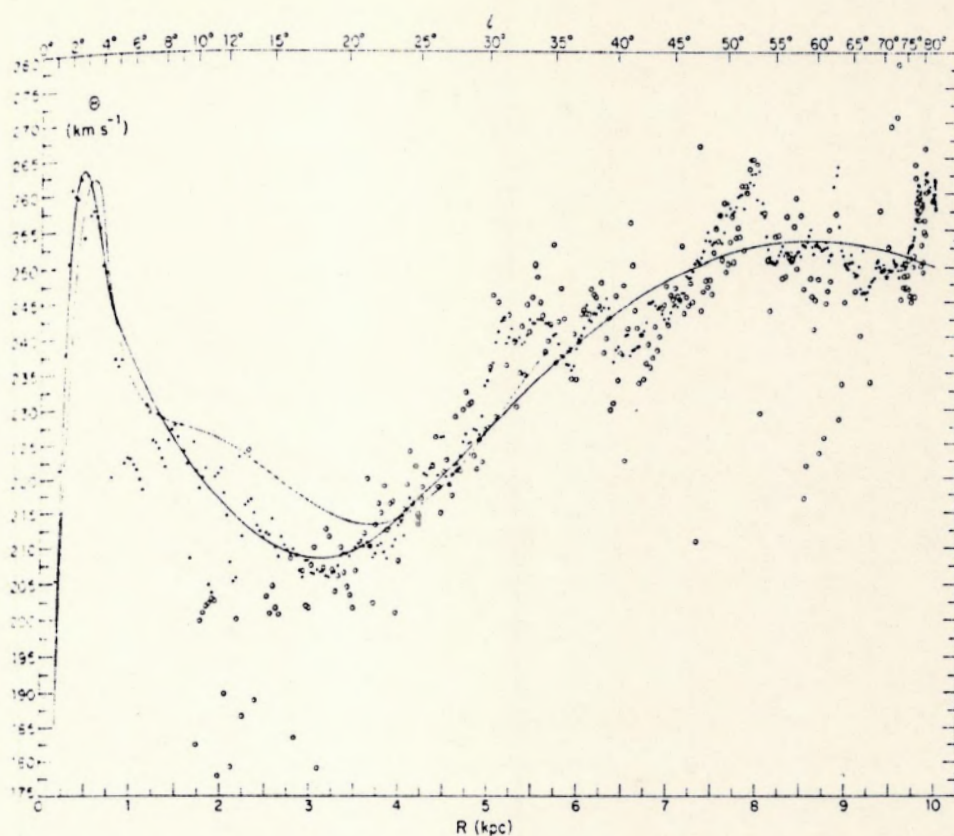


Fig. 19 - Comparação das velocidades radiais máximas na linha de visada como função da distância do HI e do CO.

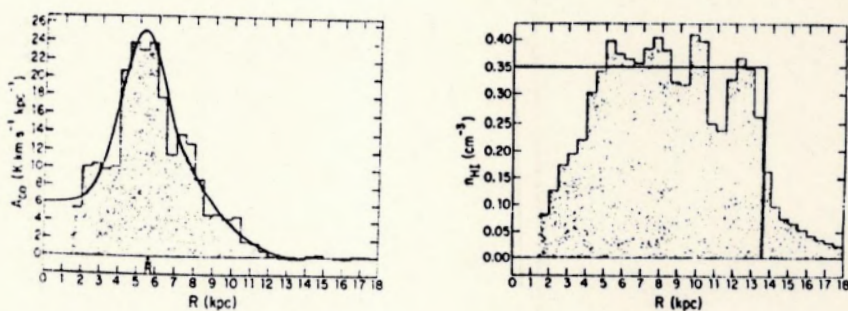


Fig. 20 - Comparação da distribuição radial do HI e do CO como função da distância.

C O N C L U S Õ E S

As primeiras observações do CO e HI não seguiram uma sequência lógica de objetivos. Cada grupo de pesquisadores investigou praticamente as mesmas áreas da Galáxia, com equipamentos de sensibilidades semelhantes. Os resultados deveriam ser semelhantes mas os modelos, estes sim, variaram. Os mais antigos estudos fixavam o número de braços espirais enquanto que nos mais recentes este número é uma variável.

As curvas que descrevem o movimento de rotação galáctico podem convergir para uma curva padronizada, válida para qualquer região na Galáxia. Ainda hoje esta curva é procurada. Como meio termo, alguns estudos utilizam uma grande curva de rotação para a região $R > R_0$ e tentam encontrar outra curva para representar melhor os movimentos em $R < R_0$.

A grandezas R , θ , l e v estão relacionadas. A transformação $(R, \theta) \longleftrightarrow (l, v)$, inevitável nos cálculos, é responsável pela ambiguidade na determinação de distâncias galácticas em $R < R_0$. A solução do problema da curva de rotação pode ser a solução deste problema também.

A redução das intensidades observadas em alguns perfis do CO (12;28) pode ser resultante da diluição do feixe, ou da varredura limitada em latitude, ou ainda pode caracterizar as regiões entre os braços. Estes são os problemas discutíveis atualmente. Por enquanto existe consenso quanto a forma espiral

da Galáxia e sua regularidade.

Em 1983 Blitz (4) analisou as principais pesquisas sobre a estrutura galáctica. Em 1984 começou a investigar a distribuição de gás molecular em altas latitudes, estabelecendo a presença de quantidades notáveis (6). No ano seguinte (1985), ele apresentou um catálogo geral das nuvens pesquisadas (7). Dando continuidade às investigações, Blitz apresenta um mapeamento das áreas de emissões CO em altas latitudes galácticas ($|b| \gg 25^\circ$) (5). Este mapa reproduz o catálogo que ele fez, mas o catálogo está selecionado para regiões de baixa extinção atmosférica. Por isto aparecem no mapa áreas que não haviam sido registradas antes. Uma nuvem é definida como uma estrutura individual com um contorno fechado em temperatura de antena de 0,5 K. Uma destas nuvens é o "braço local" ou nuvem de poeira local, L134, localizada no hemisfério norte, na região $(l,b) = (5^\circ, 35^\circ)$, designado por Blitz como complexo 24 contendo entre 33 e 39 nuvens. O número, a massa total, e a densidade superficial de massa de nuvens moleculares foram calculadas e corrigidas da "incompleteza".

A figura (21) é uma réplica do mapa de Blitz. As áreas brancas não foram observadas por causa do telescópio utilizado no intervalo LST $15^h - 24^h$.

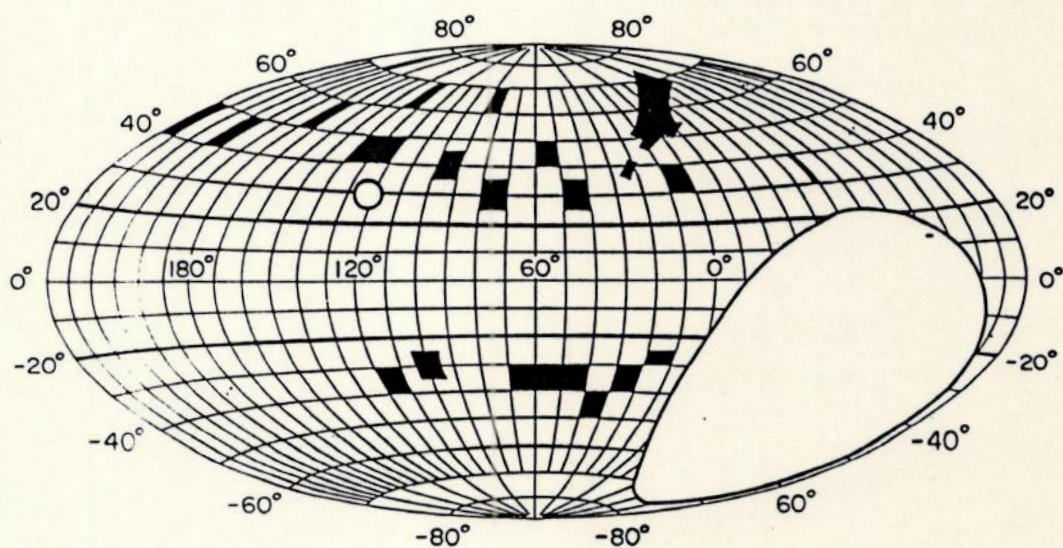


Fig. 21 - Mapa das áreas pesquisadas por Blitz (5) em (l,b) , com intervalos de 1° .

A assimetria norte/sul relatada por Blitz (6) e Kerr (18), por exemplo, está confirmada por este trabalho. O Monóxido de Carbono foi detectado em nove linhas de visada: quatro no hemisfério norte e cinco no hemisfério sul.

Blitz encontrou a distribuição de nuvens moleculares locais (100 pc do Sol) subdividindo-as em duas categorias: nuvens moleculares gigantes (GMC) - associadas a estrelas OB e nuvens moleculares pequenas. Assumindo que o número relativo destas distribuições é constante, a contribuição das nuvens pequenas para o espectro molecular total da Galáxia não excede o intervalo 5% - 10%, sendo 10^6 o número total aproximado de nuvens em 10 kpc do centro galáctico com massa total de $4 \cdot 10^7 M_{\odot}$.

Em 1983, Blitz extrapolou os resultados do exterior da Galáxia para o interior (ver secção 1, ítem 1.2), e não foi feliz. A Via-Láctea apresentou-se mais complexa do que ele supôs. Agora ele tem um procedimento análogo, tentando prever o número total de nuvens moleculares, sua distribuição e massa extrapolando os resultados locais e usando um fator de correção.

Ryden, estudando a distribuição molecular na M31 (29), encontrou que a emissão está restrita a um braço espiral, que existe um desvio sistemático de velocidade e observou que as linhas de emissão CO tendem a ser duplas - resultantes talvez de aceleração rápida devido a colisão entre nuvens. Ela tenta mostrar, por comparação, que galáxias espirais próximas da nossa têm sua estrutura espiral relacionada com nuvens moleculares. Com este procedimento ela evita o problema de estudar a distribuição CO na Via-Láctea, afetada pela ambiguidade na determinação de distâncias (ver secção 2). A ambiguidade na determinação de distâncias também está presente nas observações HI e outras (secção 1).

Cohen (11), observando a região Sandqvist 187, uma nuvem de poeira alongada na constelação NORMA, encontra que a posição do máximo de emissão do CO coincide com HH56 e HH57, dois objetos Herbig-Haro em NORMA e afirma: "Nuvens moleculares densas

marcam o lugar de formação estelar em nossa e em outras galáxias" Esta opinião está de acordo com o grupo de Young (38), que investigou quatorze galáxias brilhantes.

Liseau e Sandell (25) propuseram um modelo geométrico para explicar o fluxo de nuvens CO em regiões de recente e ativa formação estelar. Estes estão tentando compreender a natureza física e a relação entre os objetos Herbig-Haro e os fluxos de gás molecular em altas velocidades, já que estes últimos são ainda muito pouco conhecidos.

Keto e Myers (21), tendo como referência o catálogo e o mapeamento de Blitz (5;6;7), propõem que, em latitudes altas ($|b| \geq 20^\circ$), as nuvens difusas com pouca densidade podem estar em equilíbrio com a pressão externa entre as nuvens, enquanto que, as de maior densidade podem estar em equilíbrio com sua própria energia gravitacional. Explicariam desta forma as duas classes de nuvens moleculares propostas por Blitz.

A emissão CO e a emissão HI, ambas dão bons indícios da estrutura espiral da Via-Láctea, o HI na parte exterior e o CO localizado em regiões de formação estelar e na parte interna, em $R < R_0$.

Atualmente acredita-se que a Via-Láctea é uma galáxia espiral com 3 braços: i) o braço de Sagitarius; ii) o braço de Scutum e iii) o braço de Perseus, pertencendo à categoria de galáxias S da classificação de Hubble.

N O T A S

- I - Em primeira aproximação, um modelo simplificado do sistema atômico do Hidrogênio é o que considera apenas a interação coulombiana entre as partículas. Adotando-se a técnica de massa reduzida, o problema se resume em encontrar a solução para a equação de autovalores do Hamiltoniano de uma partícula sujeita a um potencial central. A forma do potencial caracteriza a simetria esférica do sistema e as condições de contorno impostas sobre a autofunção que define o estado do sistema indicam que é razoável procurar a solução através do método de separação de variáveis (ARFKEN, G: *Mathematical Methods for Physicists*; 2 ed.; Academic Press Inc.; New York; 1971). Este tratamento semi-clássico do problema é simples e está sendo desenvolvido em (1); pode ser encontrado também em (EISBERG, R: *Física Quântica*; Ed. Campus Ltda; Rio de Janeiro; 1979) de uma maneira ainda mais simplificada.
- II - Daqui para adiante o estudo se desenvolverá considerando-se que a massa reduzida do sistema é aproximadamente igual à massa do elétron.

$$\mu = m_e(1 + m_e/m_p)$$

Como a massa do próton é muito maior que a do elétron, não constitui erro apreciável, neste ponto, utilizar-se esta aproximação.

III - A energia magnética de acoplamento próton-elétron é dada por $U = - \vec{M} \cdot \vec{B}$ onde \vec{M} é o momento magnético de uma partícula e \vec{B} é um campo magnético externo.

Esta é a forma geral do Hamiltoniano magnético do sistema.

IV - O Anel de Lindblad

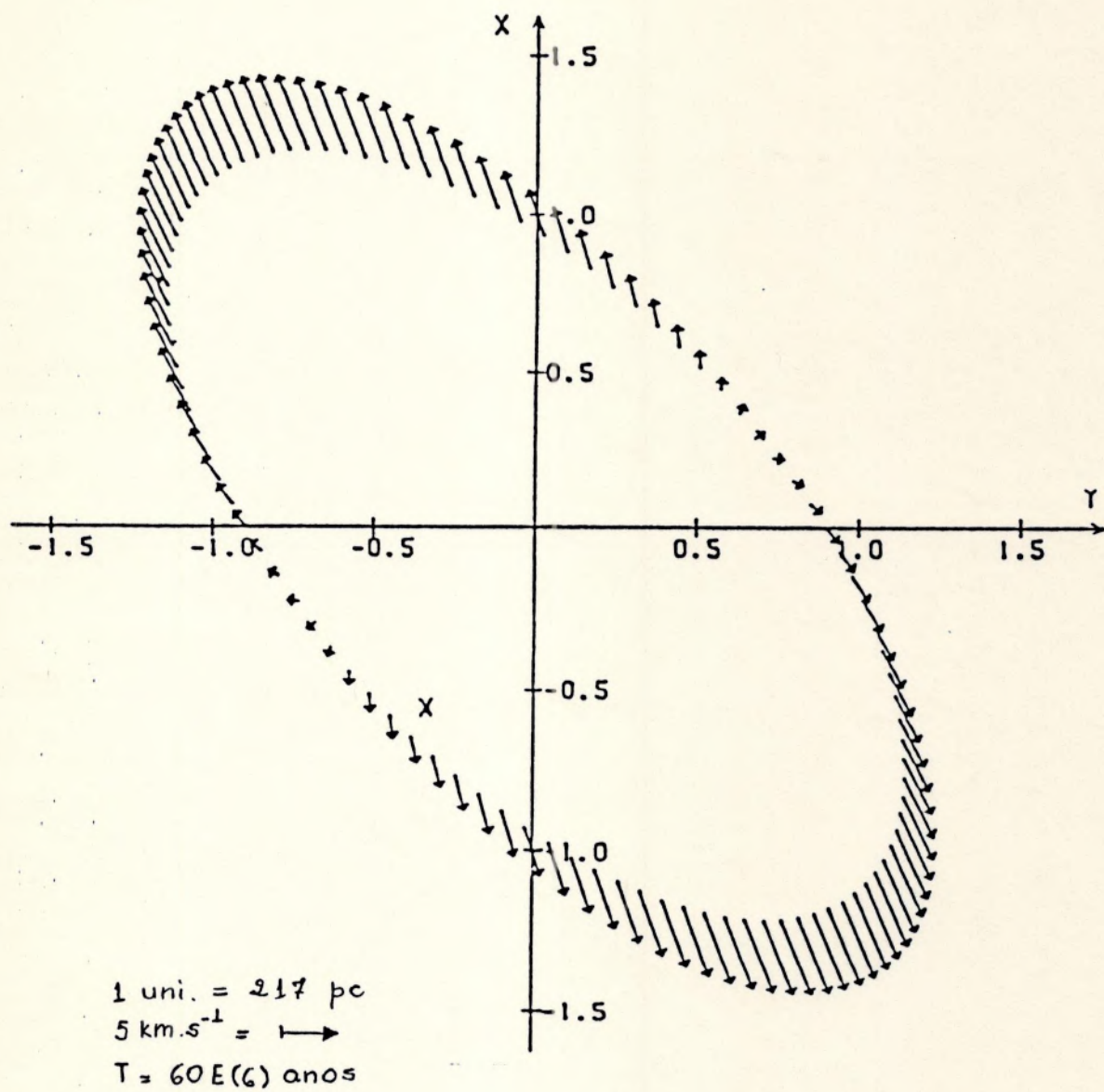
Pesquisando a emissão do HI na direção do anti-centro da Galáxia, Lindblad teve sua atenção voltada para uma configuração de "nuvem local", com dispersão média em velocidade de 2.5 km.s^{-1} com respeito ao LSR. Ele observou que a configuração era a de um campo gravitacional de rotação diferencial em expansão, com tempo de expansão da ordem de $60 \text{ E}(6)$ anos.

Em primeira aproximação considerou apenas os movimentos paralelos ao plano galáctico e sugeriu o modelo de uma casca gasosa inicialmente se expandindo com velocidade s_0 em todas as direções. Projetada sobre o plano galáctico a casca toma o aspecto de um anel se expandindo com velocidade s_0 .

O melhor ajuste encontrado dá os seguintes valores para os parâmetros relevantes do anel:

- i) tempo de expansão: $t = 60 \text{ E}(6)$ anos;
- ii) velocidade de expansão: $s_0 = 3.6 \text{ km.s}^{-1}$;
- iii) longitude galáctica da direção do centro de expansão igual a $l = 150^\circ$;
- iv) distância do centro de expansão: $R = 140 \text{ pc}$;
- v) velocidade do centro de expansão com respeito ao padrão local de repouso: $\Delta U = -0.8 \text{ km.s}^{-1}$;
 $\Delta v = -0.5 \text{ km.s}^{-1}$.

A figura abaixo ilustra, em primeira ordem, um modelo bi-dimensional do HI local em expansão. Os semi-eixos estão a 157 e 326 pc e o Sol estaria dentro do anel (marcado com um x). Em seu modelo, Lindblad não assumiu nenhuma interação do anel com a matéria interestelar, e além não



Modelo bi-dimensional do HI local em expansão.

existe nenhum outro aspecto relevante.

Para maiores detalhes sobre este assunto, ver (24) ou (LINDBLAD, P.O.: 1967, Bull. Astron. Inst. Neth. 19, 34, paper I e RIEGEL, K.W.; CRUTCHER, R.M.: 1972, Astron. and Astrophys. 18, 55 - uma relação entre a teoria de Lindblad e a teoria de onda-densidade).

V - Teoria de Onda-Densidade

A teoria de onda-densidade foi elaborada primeiramente por B. Lindblad com o objetivo principal de investigar a forma do disco galáctico e sua persistência temporal. Esta teoria tem sido reavaliada por Lin, Yuan, Shu, Kerr e outros (23; 39; 19).

A Galáxia é considerada um sistema dinâmico, composto de estrelas e gás, sob a forma de braços espirais em rotação circular, sujeito à influência de um campo magnético. O material dos braços apresenta-se espalhado nas regiões exteriores da Galáxia e o campo magnético cresce com o espalhamento, pois o campo e o material nos braços estão alinhados. Este problema foi resolvido associando aos braços espirais uma onda de densidade com estrutura espiral quase estacionária. O material dos braços também pode ser distorcido por causa da rotação galáctica diferencial e neste caso deve-se observar um desvio notável entre as linhas de força do campo magnético e os braços espirais.

Tendo em conta estas características, os autores consideraram, especificamente, em sua teoria:

- i) a "distribuição do H atômico;
- ii) movimentos sistemáticos do gás;
- iii) a distribuição de estrelas jovens e seu local de origem;
- iv) a migração de estrelas moderadamente jovens;
- v) a função do campo magnético e seu alinhamento com o braço espiral" (23;39). E se utilizaram da curva de rotação e dos parâmetros de rotação e de estrutura de

Schmidt, para espirais com ângulo de inclinação menor que 15° - baseados em dados observacionais colhidos por Schmidt, Georgelin, Henderson, posteriormente ratificados pelos resultados de Blitz.

A hipótese sugerida é a da existência de ondas-densidade com estrutura espiral quase estacionária, baseada no estudo da ação de uma componente espiral do campo gravitacional resultante, em rotação com velocidade angular uniforme, sobre um disco de espessura infinitesimal de estrelas e gás.

Os autores analisam a reação do disco estelar, utilizando uma função distribuição exponencial característica, dependente do tempo, as possibilidades de dispersão em velocidade e a reação do disco gasoso, simulando por pressão os movimentos turbulentos do gás. Relacionam, através da equação de Poisson, a dispersão em velocidade com dois parâmetros característicos de movimentos ondulatórios - comprimento de onda e frequência - para qualquer modelo galáctico espiral (23), e chegam à seguinte condição para as ondas-densidade:

$$1 - \nu^2 > 0$$

onde os casos limites $\nu = \pm 1$ correspondem à ressonância interna de Lindblad (IV).

Sobre as bases do modelo de Schmidt, as ondas-densidade apresentam as propriedades seguintes:

- i) de acordo com as condições iniciais e de contorno, as ondas se estendem sobre a região do disco galáctico que satisfaz à relação

$$\Omega - K/m < \Omega_p < \Omega + K/m$$

onde Ω é a velocidade angular das estrelas, Ω_p é uma velocidade padrão da região, K é a frequência de rotação e m é o número de braços espirais;

- ii) a relação de dispersão para as ondas é dada por:

$$\lambda = 2\pi / |K| \quad e \quad \nu = m (\Omega - \Omega_p) / K ;$$

- iii) a condição $\gamma^2 > 0$ corresponde a existência de "ondas neutras"; se $\gamma^2 = 0$ existe dispersão mínima em velocidade e $\gamma^2 < 0$ corresponde a instabilidade, gerando colapso gravitacional;
- iv) em segunda aproximação, as ondas "arrastadas" predominam sobre as "diretoras" se a dispersão em velocidade das estrelas cresce.

Lin, Yuan e Shu não consideram em sua teoria efeitos da ação de termos não-lineares, tal como a matéria em convecção. Segundo Kerr (19), a teoria não-linear de onda-densidade "prediz a produção de uma frente de choque onde os movimentos mais rápidos do gás alcançam um padrão de onda girante. A velocidade linear de rotação do gás é aproximadamente constante na região $R = (4 - 12)$ kpc e a velocidade linear da onda-padrão decresce com R porque possui velocidade angular constante. Conseqüentemente a diferença de velocidade entre o gás e a onda cresce com o decréscimo de R , ocasionando uma compressão mais forte do gás no choque".

Informações mais precisas sobre as duas teorias - linear e não-linear - de onda-densidade podem ser encontradas em (23;19;39) ou em Roberts and Shu (Astron. Astrophys., 1974 e 1975); os mecanismos de compressão do gás em Mouschovias, Shu and Woodward (Astron. Astrophys., 1974) ou Woodward (Astron. Astrophys., 1976), por exemplo.

B I B L I O G R A F I A

1. BANIA, T. M. : Carbon Monoxide in the Inner Galaxy. *Astrophys. J.*, 216, 1977-
2. BASH, Frank N. : What We Should Expect in the Southern Plane.
3. BASH, F. N.; GREEN, E. and PETERS, W. L. : III. The Galactic Density Wave, Molecular Clouds, and Star Formation. *Astrophys. J.*, 217, 1977-
4. BLITZ, Leo : Milk Way Spiral Structure : A New Look.
5. BLITZ, Leo; MAGNANI, L. and LADA, E. A.: High-Latitude Molecular Clouds: Completeness of the Local Sample and Implications for Molecular Surveys. *Astrophys. J.*: 301, 1986-
6. BLITZ, Leo; MAGNANI, L. and MUNDY, L.: High-Latitude Molecular Clouds. *Astrophys. J. Letters*, 282, 1984-
7. BLITZ, Leo; MAGNANI, L. and MUNDY, L.: High-Latitude Molecular Clouds. *Astrophys. J. Letters*, 295, 1985-
8. BLUM, E.J.: Correlation Receivers. *Ann. Astrophysics*, 22, 1959
9. BURTON, W.B. and GORDON, M.A.: Carbon Monoxide in the Galaxy. The Overall Nature of its Distribution in the Equatorial Plane. *Astron. Astrophys.*, 63, 1978-
10. BURTON, W.B.; GORDON, M.A. and SHANE, W.W.: The Spiral Structure of Our Galaxy. *IAU, Symp. No. 38-*
11. COHEN, R.; ALVAREZ, H.; BROFMAN, L.; GARAY, G.; GRAHAM, J. and THADDEUS, P.: Sandqvist 187: A Dense Molecular Cloud in Norma. *Astrophys. J.*, 300, 1986-
12. COHEN, R.; CONG, H.; DAME, T.M. and THADDEUS, P.: Molecular Clouds and Galactic Spiral Structure. *Astrophys. J.*, 239, 1980-

13. COHEN-TANNOUJJI, C.: Quantum Mechanics; vols. 1,2, John Wiley and Sons., New York, 1977-
14. DIRAC, P.A.M.: Princípios de Mecânica Quântica, Ed. Ariel S.A., Barcelona, 1968.
15. HENDERSON, A.P.: A Possible Four-Arm Spiral Pattern in the Galaxy. *Astron. Astrophys.*, 58, 1977-
16. JACKSON, J.D.: Eletrodinâmica Clássica; 2 ed., Guanabara Dois S.A., Rio de Janeiro, 1983.
17. KAPLAN, S.A. and PIKELNER, S.B.: The Interstellar Medium; Harvard University Press, Cambridge, 1970.
18. KERR, F.J.: Recent 21 cm Surveys of the Southern Milk Way and the Distribution of HI Beyond the Solar Circle.
19. KERR, F.J.: Star Formation and the Galaxy; IAU, Symp. No. 34-
20. KERR, F.J.; BOWERS, P.F. and HENDERSON, A.P.: Further 21 cm Survey Observations in the Southern Milk Way. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 44, 1981-
21. KETO, E.R. and MYERS, P.C.: CO Observations of Southern High-Latitude Clouds. *Astrophys. J.*, 304, 1986-
22. KRAUS, J.D.: Radio Astronomy, McGraw-Hill Book Company, New York, 1966.
23. LIN, C.C.; YUAN, C. and SHU, F.H.: On the Spiral Structure of Disk Galaxies. Comparison with Observations. *Astrophys. J.*, 155, 1969-
24. LINDBLAD, P.O.; GRAPE, K.; SANDQVIST, Aa. and SCHÖBER, J.: On the Kinematics of a Local Component of the Interstellar Hydrogen Gas Possibly Related to Gould's Belt. *Astron. Astrophys.*, 24, 1973-

25. LISEAU, R. and SANDELL, G.: The Geometry of Anisotropic CO Outflows. *Astrophys. J.*, 304, 1986-
26. MANCHESTER, R.N.; WHITEOAK, J.B.; ROBINSON, B.J.; OSTRUPCEK, R.E.; and RENNIE, C.J.: Latitude Distribution of CO in the Southern Hemisphere.
27. PACHOLCZYK, A.G.: *Radio Astrophysics*, W.A. Freeman and Company; San Francisco, 1970.
28. ROBINSON, B.J.; McCUTCHEON, W.H.; MANCHESTER, R.N. and WHITEOAK, J.B.: CO Distribution Along the Southern Galactic Plane.
29. RYDEN, B.S. and STARK, A.A.: Molecules in Galaxies I. CO Observations in a Spiral Arm of M31. *Astrophys. J.*, 305 1986-
30. SCHUTTE, C.J.H.: *The Theory of Molecular Spectroscopy*; vol I; North-Holland Publishing Company; Amsterdam, 1976.
31. SCOVILLE, N.Z.; SOLOMON, P.M. and SANDERS, D.B.: The Large Scale Characteristics of the Galaxy; IAU, Symp. No.84.
32. SHKLOVSKY, I.S.: *Cosmic Radio Waves*, Harvard University Press Cambridge, 1960.
33. SHUTER, W.L.H.: A Rotacional Standard of Rest; *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 199, 1982-
34. SINHA, R.P.: A Reexamination of the Rotation Curve for the Galaxy; *Astron. Astrophys.*, 69, 1978-
35. STEINBERG, J.L. and LEQUEUX, J.: *Radio Astronomy*; McGraw-Hill Book Company, Inc.; New York, 1963.
36. ULICH, B.L. and HAAS, R.W.: Absolute Calibration of Millimeter Wavelength Spectral Lines; *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 30, 1976-

37. WERTZ, J.E. and BOLTON, J.R.: Electron Spin Resonance: Elementary Theory and Practical Applications; McGraw-Hill, Inc., New York, 1972.
38. YOUNG, J.S.; SCHLOERB, F.P.; KENNEY, J.D. and LORD, S.D.: CO Observations of Infrared Bright Galaxies: The Efficiency of Star Formation. *Astrophys. J.*, 304, 1986-
39. YUAN, C.: Application of the Density-Wave Theory to the Spiral Structure of the Milk Way System. I. Systematic Motion of Neutral Hydrogen; II. Migration of Stars. *Astrophys. J.*, 158, 1969-
40. ZEMANSKY, M.W.: Heat and Thermodynamics; McGraw-Hill Book Company; New York, 6 ed., s.d.
41. ZUCKERMAN, B. et al.: Carbon Monoxide Emission from Stars in the IRAS and Revised AFGL Catalogs. I; II; *Astrophys. J.*; 304, 1986-