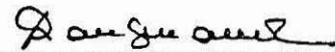


1. Publicação nº <i>INPE-4302-TDL/277</i>	2. Versão	3. Data <i>Agosto 1987</i>	5. Distribuição <input type="checkbox"/> Interna <input checked="" type="checkbox"/> Externa <input type="checkbox"/> Restrita
4. Origem <i>PG/DRF</i>	Programa <i>FRH/CEA</i>		
6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) <i>RADIO FREQUÊNCIA RADIOASTRONOMIA</i> <i>NEBULOSA DE ORION ASTROFÍSICA</i> <i>RECOMBINAÇÃO DE HIDROGÊNIO</i>			
7. C.D.U.: <i>523.164</i>			
8. Título <i>INPE-4302-TDL/277</i> <i>MODELOS DE LINHAS DE RECOMBINAÇÃO EM</i> <i>RÁDIO DE REGIÕES HII</i>		10. Páginas: <i>127</i>	
		11. Última página: <i>98</i>	
		12. Revisada por <i>Zulema Abraham</i>	
9. Autoria <i>Ana Cristina de Oliveira Cancoro</i>		13. Autorizada por <i>Marcos Antônio Raupp</i> <i>Diretor Geral</i>	
Assinatura responsável <i>Ana Cristina de Oliveira Cancoro</i>			
14. Resumo/Notas <p><i>O objetivo deste trabalho é a determinação das condições físicas em regiões HII através da modelagem do perfil das linhas de recombinação do hidrogênio em frequências de rádio. A equação de transferência radiativa considera os efeitos do afastamento da população dos níveis de energia da condição de equilíbrio termodinâmico local e a influência das colisões inelásticas dos elétrons na largura das linhas (alargamento de pressão). A precisão da integração numérica é verificada para o caso de um nuvem esférica homogênea e isotrópica, para a qual existe solução para a equação de transferência radiativa. Modelos de linhas de recombinação de regiões HII inhomogêneas foram comparadas com modelos publicados por outros autores. A concordância entre os mesmos foi muito boa. Os modelos foram aplicados à linha H66a da nebulosa de Orion observada com o radiotelescópio de Itapetinga. Os resultados destes modelos indicam que apesar da radiação estimulada ser pequena ela tem uma influência considerável no perfil da linha pelo fato do meio ser transparente nessa frequência. Portanto, as temperaturas eletrônicas deduzidas supondo equilíbrio termodinâmico local podem resultar muito diferentes das verdadeiras.</i></p>			
15. Observações <i>Dissertação de Mestrado em Ciência Espacial aprovada em junho de 1987.</i>			

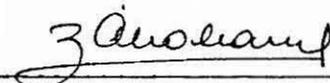
Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento a requisito exigido
para a obtenção do Título de Mestre
em Ciência Espacial

Prof. Pierre Kaufmann



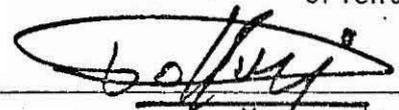
Presidente

Dr.^a Zulema Abraham



Orientadora

Dr. Horacio Alberto Dottori



Membro da Banca
convidado-

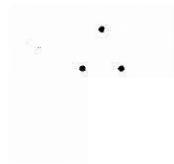
Dr. Eugenio Scalise Júnior



Membro da Banca

Candidata: Ana Cristina de Oliveira Cancoro

São José dos Campos, 05 de junho de 1987



Aos meus pais.



AGRADECIMENTOS

A Dra. Zulema Abraham, orientadora desta tese, por sua inestimável colaboração, através de críticas, sugestões e discussões durante a realização deste trabalho.

Aos mestres José Williams dos Santos Villas Boas e Joaquim Eduardo Rezende Costa, aos meus grandes amigos e colegas de trabalho Vera Lúcia Réquia Kuntz, Bruno Sestokas Filho, Everi Antônio Carrara e Lineu Fernando Del Ciampo por suas ajudas e discussões sobre este trabalho.

A Sandra Maria de Oliveira Cancoro Generalli pelo cuidados trabalho gráfico.

A Maria Cristina Patto Romeiro, técnicos e operadores do DC/INPE pelo apoio computacional.

Ao DRF/INPE, por ter propiciado a realização do curso de pós-graduação, através de seu corpo de pesquisadores.

Ao CNPq e a FAPESP, pelo auxílio financeiro durante este período.

ABSTRACT

The objective of this work is the determination of the physical conditions of HII regions through the modelling of hydrogen recombination line profiles in radio frequencies. The radiative transfer equation includes the effects of non-local thermodynamic equilibrium in the population of the energy levels and the influence of inelastic electron collisions in the line width (pressure broadening). The accuracy of the numerical integration is verified for the case of isothermal homogeneous spherical nebulae, for which an analytical solution of the radiative transfer equation is possible. Recombination lines from inhomogeneous HII regions models were compared with published models of others authors. The agreement between them was very good. These models were applied to the H66 α line in the Orion Nebula, observed with the Itapetinga radiotelescope. The results of these models indicate that although the amount of stimulated emission was small, it had a powerfull influence in the line profile, due to the fact that the medium is transparent at this frequency. Therefore, the electron temperature deduced with the assumption of local thermodynamic equilibrium can be very different from the real one.



SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS	<i>xi</i>
LISTA DE TABELAS	<i>xiii</i>
LISTA DE SÍMBOLOS	<i>xv</i>
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u>	1
1.1 - Revisão dos dados observacionais	3
1.2 - Histórico dos modelos de linhas de recombinação em rádio de regiões HII	22
<u>CAPÍTULO 2 - EQUAÇÃO DE TRANSFERÊNCIA RADIATIVA</u>	27
2.1 - Emissão térmica do contínuo	32
2.2 - Coeficiente de emissão na linha	35
2.3 - Perfil da linha	40
<u>CAPÍTULO 3 - SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DE TRANSFERÊNCIA RADIATIVA PARA UMA ESFERA</u>	45
<u>CAPÍTULO 4 - RESULTADOS DOS MODELOS</u>	53
4.1 - Comparação dos modelos numéricos com soluções ana líticas	53
4.2 - Modelos inomogêneos	66
4.3 - Simulação de perfis obtidos com o radiotelescópio de Itapetinga	74
<u>CAPÍTULO 5 - CONCLUSÃO</u>	89
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	91



LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
3.1 - Geometria utilizada na solução da equação de transferência radiativa	47
3.2 - Notação utilizada na descrição da geometria do programa de resolução numérica da equação de transferência radiativa	49
4.1 - Linha H85 α para um modelo homogêneo	55
4.2 - Linha H109 α para um modelo homogêneo	56
4.3 - Linha H85 α para um modelo de densidade eletrônica variável	67
4.4 - Linha H109 α para um modelo de densidade eletrônica variável	69
4.5 - Linha H109 α para um modelo de temperatura eletrônica variável	73
4.6 - Distribuições de densidade eletrônica de Orion A.	76
4.7 - Linha H66 α (modelo 1) para uma nuvem homogênea (Ne = 5000 cm ⁻³) e isotrópica (Te = 8000 K), raio 1.5' e largura Doppler (Δv_D) igual a 30 km/s	79
4.8 - Linha H66 α (modelo 2) para uma nuvem homogênea (Ne = 5000 cm ⁻³) e isotrópica (Te = 8000 K), raio 8' e largura Doppler (Δv_D) igual a 30 km/s	80
4.9 - Linha H66 α (modelo 3) para uma nuvem inhomogênea (log (Ne) = -1.50 r + 4.18) e isotrópica (Te = 8000 K), raio 1.5' e largura Doppler (Δv_D) igual a 30 km/s	81
4.10 - Linha H66 α (modelo 4) para uma nuvem inhomogênea (log (Ne) = -1.50 r + 4.18) e isotrópica (Te = 8000 K), raio 8' e largura Doppler (Δv_D) igual a 30 km/s	82
4.11 - Linha H66 α (modelo 5) para uma nuvem inhomogênea (log (Ne) = -1.72 r + 3.40) e isotrópica (Te = 8000 K), raio 1.5' e largura Doppler (Δv_D) igual a 30 km/s	83
4.12 - Linha H66 α (modelo 6) para uma nuvem inhomogênea (log (Ne) = -1,72 r + 3.40) e isotrópica (Te = 8000 K), raio 8' e largura Doppler (Δv_D) igual a 30 km/s	84



LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
1.1 - Dados observacionais publicados desde 1967 até 1985	5
4.1 - Comparação entre os resultados numéricos e analíticos de T_C e T_L através da nuvem para a linha H85 α	57
4.2 - Comparação entre os resultados numéricos e analíticos de T_C e T_L através da nuvem para a linha H109 α	58
4.3 - Valores numéricos e analíticos médios de T_L e T_C para linha H85 α	59
4.4 - Comparação entre os resultados obtidos neste trabalho para os modelos homogêneos e os de Viner et alii (1979)	62
4.5 - Características físicas dos modelos	63
4.6 - Classificação de regiões HII (Habing e Israel, 1979)	64
4.7 - Comparação entre os resultados obtidos neste trabalho para modelos inomogêneos e os de Viner et alii (1979)	70
4.8 - Características físicas dos modelos de densidade e temperatura eletrônica variáveis	71
4.9 - Resultados dos modelos para curvas de densidade de forma $\log(N_e) = ar + b$ na linha H66 α ..	77
4.10 - Características físicas dos modelos para a linha H66 α	78
4.11 - Resultados dos modelos para a curva de densidade $\log(N_e) = -1,72 r + 3,40$ para distintos valores de temperatura eletrônica e alargamento Doppler	87

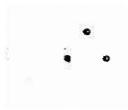


LISTA DE SÍMBOLOS

A_{mn}	- Coeficiente de emissão espontânea de Einstein
b_n	- Razão de população verdadeira de elétrons do nível n (N_n) para a população em condição de ETL (N_n^*).
B_{mn} e B_{nm}	- Coeficientes de Einstein para a transição <u>es</u> timulada.
B_ν (Te)	- Função de Planck.
c	- Velocidade da luz ($2,998 \cdot 10^5$ km/s).
e	- Carga do elétron.
E_m	- Energia do nível m .
f_{nm}	- Fôrça do oscilador de absorção.
g_n	- Pêso estatístico.
$g(\nu, Te)$	- Fator de Gaunt.
h	- Constante de Planck ($6,626 \cdot 10^{-34}$ J s).
$H(A2, V1)$	- Perfil de Voigt.
I	- Intensidade da radiação.
$j_{C,\nu}$	- Coeficiente de emissão do contínuo (cm^{-1}).
$j_{L,\nu}$	- Coeficiente de emissão da linha (cm^{-1}).
j_ν	- Coeficiente de emissão (cm^{-1}).
k	- Constante de Boltzmann ($1,380 \cdot 10^{-23}$ J/K).
κ_ν	- Coeficiente de absorção (cm^{-1}).
$\kappa_{C,\nu}$	- Coeficiente de absorção no contínuo (cm^{-1}).
$\kappa_{L,\nu}$	- Coeficiente de emissão de linha em ETL (cm^{-1}).
L	- Extensão da nuvem (cm)
m_e	- Massa do elétron.
M.E.	- Medida de emissão (pc cm^{-6}).

M_H	- Massa do próton.
M	- Massa atômica.
n	- Número quântico.
N_e	- Densidade eletrônica (cm^{-3}).
N_l	- Densidade de íons da linha.
N_{it}	- Densidade de íons para o contínuo (cm^{-3}).
N_{H^+}	- Densidade do hidrogênio uma vez ionizado.
N_{He^+}	- Densidade do hélio uma vez ionizado.
$N_{He^{++}}$	- Densidade do hélio duas vezes ionizado.
R	- Constante de Rydberg.
R_s	- Raio da região HII (pc).
S_v	- Função fonte.
T_A	- Temperatura de antena (K).
T	- Temperatura de brilhância (K).
T_L	- Temperatura de brilhância da linha.
T_C	- Temperatura de brilhância do contínuo.
T_{L+C}	- Temperatura de brilhância da linha mais contínuo.
T_e	- Temperatura eletrônica (K).
V_r	- Velocidade de turbulência (km/s).
Z	- Carga eletrônica.
β_{nm}	- Correção do coeficiente de absorção da linha, considerando-se os efeitos de emissão estimulada em condições de NETL.
γ_1	- Constante de Euler.
γ_2	- Constante de amortecimento clássico.
Δn	- Variação do número quântico principal n durante a transição.

$\Delta\nu_D$	- Largura à meia potência Doppler (Hz).
$\Delta\nu_L$	- Largura à meia potência de Lorentz (Hz).
$\mu(\nu)$	- Densidade de energia da radiação.
ν	- Frequência (GHz).
ν_t	- Frequência de "turnover"
ν_o	- Frequência central (GHz).
σ	- Coeficiente de espalhamento de linha.
ϕ_ν	- Perfil da linha
χ_n	- Energia de excitação
τ	- Profundidade óptica.
Ω_A	- Ângulo sólido do feixe do radiotelescópio (rad^2).
Ω_m	- Ângulo sólido da fonte (rad^2).



CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

As linhas de recombinação de regiões HII são emitidas por elétrons que decaem sucessivamente de um estado excitado para outro de energia mais baixa até atingir o estado fundamental.

As linhas de recombinação em radiofrequências provêm de transições entre estados de energias muito próximos. Os números quânticos para estas linhas são grandes, sendo a frequência dada pela fórmula:

$$\nu = cRZ^2 [n^{-2} + (n + \Delta n)^{-2}] \quad 1.1$$

onde R é a constante de Rydberg, n é o número quântico principal e Δn é a variação do número quântico principal durante a transição.

A notação das linhas de recombinação é dada pelo elemento químico para o qual está sendo observada a recombinação (H, He, C...) seguido pelo valor do número quântico (n) e pela indicação do número de níveis (Δn) correspondentes à transição observada representada pelas letras gregas ($\alpha, \beta, \gamma, \dots$). Assim, α corresponde ao decaimento de um nível quântico ($\Delta n = 1$); β corresponde ao decaimento de dois níveis quânticos ($\Delta n = 2$); etc. Por exemplo, H140 α , representa a transição do nível quântico com $n = 141$ para $n = 140$ do hidrogênio.

A possibilidade de detecção de linhas de recombinação do hidrogênio e do hélio provenientes de regiões HII em comprimentos de onda de rádio, foi sugerida por Kardashev em 1959. Estas linhas foram observadas pela primeira vez na

União Soviética em dezembro de 1963 por Dravskiks e Dravskiks no observatório de Pulkovo (1964). Eles observaram a linha $H140\alpha$, na frequência 5763 MHz, nas fontes Orion e M17.

Em julho de 1965 foi feita no NRAO (Observatório Nacional de Radioastronomia, USA) a primeira detecção, com uma boa relação sinal-ruído, da linha $H109\alpha$ na fonte M17 (Hogkung e Mezger, 1965). O trabalho atraiu grande atenção para este campo e estimulou estudos adicionais. Atualmente, as linhas de recombinação são detectadas no intervalo de frequência entre 242 MHz e 86 GHz.

As medidas do contínuo, conjuntamente com as observações de linhas de recombinação em rádio constituem uma poderosa ferramenta para estudar as condições físicas das regiões HII, podendo-se deduzir as suas massas, temperaturas, densidades eletrônicas, etc. As larguras do perfil da linha permitem obter as velocidades de turbulência. Finalmente, as velocidades radiais das regiões HII são usadas para produzir modelos da estrutura dos braços espirais da nossa galáxia.

Um dos objetivos mais interessantes para ser estudado em rádio é a nebulosa de Orion. A nebulosa é apenas uma parte de uma região muito maior, conhecida como o complexo de Orion. Devido ao número de objetos que lá se encontram e a sua distância relativamente pequena, da ordem de 460 pc, tornou-se a região melhor estudada da nossa galáxia.

O complexo de Orion é formado fundamentalmente por hidrogênio molecular (da ordem de $10^5 M_{\odot}$) e por estrelas jovens com idade de aproximadamente 10^6 anos. A idade de nebulosa de Orion é estimada em 10^5 anos (Zuckermann, 1973).

O objetivo deste trabalho é determinar as condições físicas das regiões HII, utilizando modelos que produzem a intensidade e o perfil das linhas de recombinação e a intensidade da radiação contínua observadas. As regiões HII são consideradas esféricas e simétricas com variações radiais de temperatura e densidade.

Neste capítulo faremos ainda uma revisão dos dados observacionais existentes até o presente e dos diferentes modelos que foram utilizados para o cálculo da temperatura e da densidade eletrônica. No Capítulo 2 é apresentado o estudo da teoria das linhas de recombinação e da radiação contínua. No Capítulo 3 é feita a descrição do programa que modela o perfil das linhas. No Capítulo 4 são apresentados os resultados dos modelos em termos do perfil das linhas de recombinação. São apresentados também, uma comparação entre os cálculos obtidos neste trabalho sobre a linha H66 α e as observações de Orion feitas no Radio Observatório de Itapetinga (ROI) (Abraham et alii, 1980). Finalmente, são discutidas as conclusões e as propostas observacionais para a linha H66 α no ROI, e são apresentadas sugestões para melhorar os modelos teóricos.

1.1 - REVISÃO DOS DADOS OBSERVACIONAIS

A observação das linhas de recombinação em rádio permite obter a temperatura de antena correspondente ao pico da linha (T_{AL}), a temperatura do contínuo térmico (T_{AC}) e a largura da linha a meia potência ($\Delta\nu$). A partir destes parâmetros pode-se calcular a temperatura eletrônica (T_e^*) e a densidade eletrônica (N_e), supondo uma nuvem homogênea e isotrópica em ETL com alargamento térmico da linha.

Na Tabela 1.1 são apresentados os dados publicados desde 1967 até 1985 para várias fontes observadas em linhas de recombinação em rádio. Na primeira coluna, é dada a raia observada, na segunda, a frequência da respectiva raia (MHz), na terceira, a largura da linha (km/s), na quarta, a temperatura de pico da linha (K), na quinta, a razão entre temperatura de pico da linha e temperatura do contínuo, na sexta coluna, a densidade eletrônica (cm^{-3}), nas sétima e oitava colunas, a temperatura eletrônica (K), supondo não equilíbrio termodinâmico local (NETL) e equilíbrio termodinâmico local (ETL), respectivamente. Na nona, está representada a largura a meia potência do feixe da antena e na décima e última coluna são dados as referências bibliográficas das raias observadas. Como será visto mais adiante, as T_e^* são calculadas diretamente da relação entre T_L e T_C ; no entanto T_e em NETL depende do ajuste do modelo.

Pode-se perceber pela tabela, que para uma mesma fonte, linhas de frequência diferentes resultam em valores diferentes de T_e^* , mostrando que a suposição de ETL não é verdadeira. Mais ainda, as T_e^* obtidas por diferentes observatórios para uma mesma linha, as vezes diferem devido possivelmente aos distintos tamanhos de feixes utilizados, mostrando que a suposição de homogeneidade da nuvem também não é verdadeira.

Desde as primeiras observações de linhas de recombinação se verificou que as T_e^* calculadas a partir dos dados observacionais em frequências de rádio (Hoglund e Mezger, 1965; Lilley et alii, 1966; Palmer e Zuckerman, 1966; Penfield et alii, 1967) eram menores que 6000 K, ou seja, pequenas em relação aos valores obtidos por medidas ópticas, que estavam perto dos 10000 K (Peimbert, 1967).

TABELA 1.1

DADOS OBSERVACIONAIS PUBLICADOS DESDE 1967 ATE 1985

RCW57

Raia	Freq MHz	V km/s	T _L K	T _L /T _C %	Ne cm ⁻³	T _e K	T _e [*] K	HPW	ref
H166α	22364.17	28.79	0.27	22	6506	4	6
H158α	1651.541	48	0.9	0.8	8300	12.3	17a
H1198B	1669.019	...	<0.1	12.3	17a
He158α	1652.214	...	0.07	12.3	17a

ROSSETTE (W16,NGC2244)

Raia	Freq MHz	V km/s	T _L K	T _L /T _C %	Ne cm ⁻³	T _e K	T _e [*] K	HPW	ref
H109α	5008.923	26.3	0.044	4.73	19.9	8600	9100	4.5	3a
H112α	4618.79	31	0.072	5.81	15.3	5800	4700	3.0	1b
H158α	1651.541	41.4	0.10	1.62	4030	31.4	19a
H166α	1424.734	27.1	0.72	8.5	9a
H220α	613.4050	...	0.114	0.456	13	31	14
H137B	5005.033	...	<0.02	4.5	3a
He109α	5010.964	...	<0.01	4.5	3a

(Continua)

(Tabela 1.1 - Continuação)

NORMA III (9333.6-0.2)

Raia	Freq MHZ	V km/s	T _L K	T _L /T _C %	Ne cm ⁻³	T _e K	Te*	HPW	ref
H66α	22364.17	28.83	0.26	23	7954	4	6
H90α	8872.569	43.3	3.97	7.7	2.5	11a
H113β	8878.731	39.5	0.44	0.86	2.5	11a
H129β	8879.185	39.0	0.30	0.58	2.5	11a
He90α	8876.184	24.0	0.14	0.27	2.5	11a

DR21 (G81.7+0.5,N75)

Raia	Freq MHZ	V km/s	T _L K	T _L /T _C %	Ne cm ⁻³	T _e K	Te*	HPW	ref
H76α	14689.99	34.3	.30	2	12c
H76α	14689.99	33.8	...	13.3	1	3
H86α	10161.30	37.9	.187	6.93	8570	3.5	7a
H109α	5008.923	...	<0.13	<2.1	6.4	19b
H109α	5008.923	40.64	0.18	3.46	8800	7200	...	6.5	16
H158α	1651.541	25.78	0.27	31.4	19a
H158α	1651.341	30.2	0.19	0.90	7.8	9a
H166α	1424.734	21.2	0.21	0.91	8.5	9a
H108β	5150.801	33.5	0.051	1.89	9560	3.5	7a
He76α	14695.97	25	0.02	2	12c
He86α	10165.44	20	0.016	0.59	3.5	7a

(Continua)

(Tabela 1.1 - Continuação)

SG 02 (G0.7-0.0)										
Rala	Freq MHz	V km/s	T _L K	T _L /T _C %	N _e cm ⁻³	T _e K	T _e * K	HPW	ref	
H76α	14689.99	38.5	0.55	10.58	2.3	5	
H76α	14689.99	38.7	...	11	>7700	1	3	
H76α	14689.99	34.3	...	8.9	12000	...	10000	0.12	1	
H76α	14689.99	37.2	...	10.2	41000	...	8400	0.12	1	
H86α	10161.30	39.5	0.183	6.54	8860	3.5	7a	
H90α	8872.569	35.6	0.96	5.9	2.5	11a	
H109α	5008.923	48.9	0.43	3.6	...	5550	...	6.5	19b	
H109α	5008.923	47.9	0.32	3.02	190	6900	...	6.5	1b	
H1088	10157.63	39.6	0.034	1.21	12240	3.5	7a	
H113β	8878.731	39.9	0.13	0.789	2.5	11a	
H1296	8879.184	40.5	0.12	0.74	2.5	11a	
He76α	14695.97	22.2	0.04	0.75	2.3	5	
He86α	10165.44	27.4	0.012	0.43	3.5	7a	
He90α	8876.184	15.1	0.05	0.307	2.5	11a	

(Continua)

(Tabela 1.1 - Continuação)

RCW38

Raia	Freq MHz	V km/s	T_L K	T_L/T_C %	Ne cm ⁻³	Te K	Te [*] K	HPW '	ref
H66 α	22364.17	33.37	0.28	14	10590	4	6
H76 α	14689.99	35.5	2.25	12.64	2.3	5
H90 α	8872.569	36.1	4.95	7.8	2.5	11a
H109 α	5008.923	36.6	3.92	4.05	2512	7600	7600	4.5	3a
H158 α	1651.541	39	0.7	0.7	11200	12.3	17a
H113 β	8878.731	35.8	0.47	2.5	11a
H137 β	5005.033	36.0	0.73	4.5	3a
H198 β	1669.019	34	0.15	12.3	17a
H129 δ	8879.185	35.7	0.37	2.5	11a
He76 α	1689.99	30.5	0.20	1.12	2.3	5
He90 α	8872.569	20.7	0.40	2.5	11a
He109 α	5008.923	28.1	0.35	0.36	4.5	3a
He158 α	1651.541	...	0.16	12.3	17a

(Continua)

(Tabela 1.1 - Continuação)

CAR I (RCV53,6287.4-0.6,1041-593)

Raia	Freq MHz	V km/s	T _L K	T _L /T _C %	N _e cm ⁻³	T _e K	Te*	HPW	ref
H66 α	22364.17	26.96	0.23	34	6113	4	6
H76 α	14689.99	25.3	0.36	18	2.3	5
H90 α	8872.569	25.14	1.19	9.8	2.5	11a
H158 α	1651.541	44	1.2	1.2	6400	12.3	17a
H251 α	413.3882	49.32	0.79	0.26	50	12d
H113 β	8878.731	22.49	0.31	2.5	11a
H198 β	1669.019	...	<0.1	12.3	17a
H129 γ	8879.185	23.03	0.18	2.5	11a
He76 α	14695.97	20.1	0.05	25	2.3	5
He90 α	8876.184	13.14	0.14	2.5	11a
He158 α	1652.214	...	0.18	12.3	17a

(Continua)

(Tabela 1.1 - Continuação)

M17 (G15.0-0.7, W38, NGC6618, NEBULOSA OMEGA)										
Raia	Freq MHz	V km/s	T _L K	T _L /T _C %	Ne cm ⁻³	Te K	Te* K	HPW "	ref	
H76α	14689.99	51.78	0.973	22.27	2.3	13b	
H76α	14689.99	56.25	0.636	22.31	...	8000	7150	2.3	13b	
H76α	14689.99	29.0	...	17.3	6900	1	3	
H86α	10161.30	37.9	1.522	8.23	7190	3.5	7a	
H109α	5008.923	29.9	5.4	3.71	3000	7300	7200	4.5	3a	
H109α	5008.923	38.19	3.34	4.22	540	6400	...	6.5	16	
H109α	5008.923	36.51	3.48	6000	6	17	
H109α	5008.923	38.49	3.88	5.3	...	4920	...	6.4	19b	
H126α	3248.707	36	4.5	2.5	6	18	
H126α	3248.707	36	6.0	3.3	6	18	
H126α	3248.707	36	4.1	2.2	6	18	
H134α	2702.799	36.72	3.25	2.43	11	16b	
H156α	1715.673	38.44	0.98	19	
H158α	1651.541	42.11	1.00	1.56	...	3310	...	3.14	19a	
H158α	1651.541	40.0	2.6	0.9	8900	12.3	17a	
H158α	1651.541	41.9	9.5	7.8	9a	
H158α	1651.541	46.92	0.892	8.75	639	14	14	
H166α	1424.734	46.92	0.344	0.206	31	14	
H220α	613.4050	46.92	0.57	0.232	50	12	
H251α	413.3882	41.34	0.57	0.232	
H108β	10157.63	40.4	0.460	2.49	6165	3.5	7a	
H197β	1694.436	34.50	0.134	19	
H225γ	1697.944	58.09	0.066	19	
He86α	10165.44	34.5	0.166	0.897	3.5	7a	
He109α	5010.964	33.62	0.34	6	17	
He158α	1652.214	30.7	1.0	7.8	9a	

(Continua)

(Tabela 1.1 - Continuação)

W49 (G43.2-0.0)

Raia	Freq MHz	V km/s	T _L K	T _L /T _C %	Ne cm ⁻³	Te K	Te* K	HPW '	ref
H66α	22364.17	30.26	0.476	25.74	...	12000	7150	2.3	13c
H76α	14689.99	30.8	...	15.0	7400	1	3
H76α	14689.99	39.9	...	12.0	6800	0.07	1
H85α	10522.04	30.3	1.125	8.4	0.05	7b
H86α	10161.30	30.2	0.450	8.04	9020	3.5	7a
H100α	6478.76	31.0	0.990	5.53	4.5	7b
H101α	6289.144	31.4	0.985	5.50	4.5	7b
H109α	5008.923	26	...	4	5000	...	8000	0.1	6a
H109α	5008.923	29.81	0.56	4.38	430	7700	...	6.5	16
H109α	5008.923	26.63	0.73	5.8	...	6310	...	6.4	19b
H126α	3248.707	26	1.9	6.4	6	18
H134α	2702.799	27.95	0.43	2.59	11	16b
H110α	2371.104	29.6	5.210	1.89	2.2	7b
H158α	1651.541	32.67	0.07	1.17	...	7160	...	31.4	19a
H166α	1424.734	30.72	0.096	0.79	536	14	14
H166α	1424.734	30.3	0.61	1.07	8.5	9a
H166α	1424.734	47.7	0.07	0.1	8.5	9a
H274α	317.9395	25	0.75	16	9c
H108β	2218.142	28.7	0.130	2.32	8930	3.5	7a
He86α	10165.44	24.1	0.046	0.82	3.5	7a
He166α	1425.314	21.8	0.05	8.5	9a

(Continua)

(Tabela 1.1 - Continuação)

W3 (IC1795, G133.7 + 1.2)

Raia	Freq MHz	V km/s	T _L K	T _L /T _C %	Ne cm ⁻³	Te K	Te*	HPW	ref
H66α	22364.17	28.92	0.51	22.81	...	9500	8100	2.3	13b
H66α	22364.17	38.3	...	16.5	8000	0.03	1
H76α	14689.99	27.5	...	16.3	7600	1	3
H76α	14689.99	42.1	...	6.8	0.1	1
H86α	10161.30	27.5	0.452	9.2	8720	2.5	7a
H109α	5008.923	35.55	0.79	5.5	...	5100	...	6.4	19b
H109α	5008.923	29.27	0.76	5000	6	17
H109α	5008.923	29.63	0.70	5.0	330	6800	...	6.5	16
H134α	2702.799	25.07	0.49	2.43	11	16b
H157α	1683.200	24.58	0.44	1.896	18.5	16a
H158α	1651.541	25.6	0.22	1.59	...	5620	...	31.4	19a
H166α	1424.734	23.32	0.185	1.26	>2146	14	14
H166α	1424.734	24.83	0.45	13	12a
H108β	10157.63	25.7	0.120	2.45	3.5	7
He86α	10165.44	19.7	0.042	0.86	9440	3.5	7a
He109α	5010.964	26.09	0.068	0.17	6	17
He157α	1683.886	19.94	0.04	0.17	18.5	16a
He166α	1425.314	9.68	0.06	13	12a

(Continua)

(Tabela 1.1 - Continuação)

W51 (G49.5-0.4)

Rala	Freq MHz	V km/s	T _L K	T _L /T _C %	N _c cm ⁻³	T _e K	T _e *	HPW	ref
H66α	22364.17	27.39	0.875	26.53	...	10000	7450	2.3	13b
H76α	14689.99	29.9	1.0	2.	12c
H76α	14689.99	30.4	0.19	2.	12c
H76α	14689.99	25.4	...	20.4	6600	0.07	1
H76α	14689.99	27.0	...	18.3	6400	0.07	1
H36α	10161.30	31.2	0.912	10.25	6980	3.5	7a
H109α	5008.923	21.04	1.36	6.3	...	3980	...	6.4	19b
H109α	5008.923	31.42	1.25	9000	6.	17
H109α	5008.923	32.14	0.98	4.1	300	7600	...	6.5	16
H109α	5008.923	31.9	3.64	4.9	3.5	7c
H109α	5008.923	23	...	9	8500	0.1	6a
H126α	3248.707	37.0	2.1	4.2	6	18
H134α	2702.799	33.39	0.92	1.85	11	16b
H157α	1683.200	35.62	0.58	1.53	18.5	16a
H158α	1651.541	25.23	0.23	31.4	19a
H159α	1620.672	36.81	0.49	1.23	18.05	16a
H166α	1424.734	28.62	0.28	1.11	238	14	14
H166α	1424.734	35.6	1.98	0.92	3.5	7c
H166α	1424.734	32.6	0.97	0.82	3.5	7c
H192α	921.8967	21.46	0.189	0.46	238	16	14
H220α	613.4050	35.68	0.385	0.286	238	31	14
H108α	10157.63	31.6	0.240	2.76	7030	3.5	7a
H137α	5005.033	34.6	0.72	0.97	3.5	7c

(Continua)

(Tabela 1.1 - Continuação)

W51

Raia	Freq MHz	V km/s	T _L K	T _L /T _C %	N _e cm ⁻³	T _e K	T _e * K	HPW	ref
He76 _u	14689.99	27.2	0.12	2	12c
He76 _u	14689.99	<40	0.02	2	12c
He86 _u	10165.44	28.5	0.087	1.00	7030	3.5	7a
He109 _u	5010.964	26.09	0.12	6	17
He109 _u	5010.964	25.5	0.36	0.49	3.5	7c
He157 _u	1683.886	...	<0.04	18.5	16a
He159 _u	1621.332	...	0.02	18.5	16a
He166 _u	1425.314	18.5	0.087	0.074	3.5	7c

(Continua)

(Tabela 1.1 - Continuação)

ORION A										
Raia	Freq MHz	V km/s	T _L K	T _L /T _C %	Ne cm ⁻³	Te K	Te*	IPW	ref	
H39α	106737.36	27.4	...	1.09	...	7500	10100	2	2a	
H39α	106737.36	26.0	0.464	1.14	10200	1.9	1a	
H40α	99022.96	26.0	0.464	1.06	10200	1.9	1a	
H41α	92034.45	28.7	...	0.804	...	8600	11700	2	2a	
H42α	85688.40	26.6	0.432	0.84	10500	1.9	1a	
H42α	85688.40	27.0	...	0.90	...	8400	11400	2	2a	
H42α	85688.40	26.05	...	0.009	...	7500	9000	...	13c	
H42α	85688.40	27.0	0.77	0.8	2	
H43α	79912.66	23.0	0.75	0.8	2	
H44α	74644.57	26.0	0.90	0.8	2	
H45α	69829.56	22.0	0.90	0.8	2	
H56α	36466.26	27.13	1.9	17b	
H66α	22364.17	26.26	...	0.14	...	10000	7800	2.3	13b	
H66α	22364.17	25.7	...	0.250	5000	...	8200	0.7	9	
H66α	22364.17	23.31	0.54	0.20	10730	4	6	
H76α	14689.99	25.4	4.30	16.17	7800	0.9	7	
H85α	10522.04	27.0	3.31	2.8	12	
H86α	10161.30	27.5	2.22	9.62	8470	3.5	7a	
H92α	8309.383	26	4.65	9100	13a	
H94α	7792.871	27.4	1.15	7.03	4.2	13	
H94α	7792.871	29.01	2.04	4.2	18a	
H109α	5008.923	30.2	6.57	4.01	2512	8600	8500	4.5	3a	
H109α	5008.923	30.58	3.62	4.74	1700	7000	...	6.5	16	
H109α	5008.923	29.03	3.52	5.2	...	6400	...	6.4	19b	
H109α	5008.923	29.99	3.28	12000	6	17	
H110α	4874.157	28.8	...	4.5	7500	3	2a	
H126α	3248.707	38.0	4.4	2.4	6	18	

(Continua)

(Tabela 1.1 - Continuação)

ORION A

Raia	Freq MHz	V km/s	T _L K	T _L /T _C %	Ne cm ⁻³	Te K	Te* K	IPW '	ref
H127α	3172.864	38.0	4.4	2.4	6	18
H134α	2702.799	32.17	2.20	2.05	11	16b
H143α	2225.479	34.08	1.57	1.31	13	11
H156α	1715.673	35.997	0.48	19
H158α	1651.541	37.0	1.6	0.8	10500	12	17a
H158α	1651.541	37.4	0.48	6460	...	31	19a
H166α	1424.734	36.8	1.35	13	12a
H166α	1424.734	39.0	0.65	0.65	30	12b
H166α	1424.734	34.93	0.560	14	14
H183α	1064.307	40.0	0.29	0.40	30	12b
H192α	921.8967	36.75	0.168	16	14
H197α	853.6363	47.06	0.123	35	11
H198α	840.7998	30.0	0.10	0.14	30	12b
H211α	695.0921	13.0	0.16	0.18	30	12b
H220α	613.4050	40.57	0.136	31	14
H508	99225.22	25.5	0.158	1.9	1a
H528	88405.70	22.0	0.17	0.8	2
H538	83582.48	24.0	0.25	0.8	2
H548	79103.87	26.0	0.18	0.8	2
H558	74939.63	20.0	0.20	0.8	2
H1088	10157.63	29.6	0.645	7490	3.5	7a
H197β	1694.436	29.55	0.053	19
H57 Y	98671.90	26.0	0.073	1.9	1a
H60 Y	84914.41	26.0	0.072	0.8	2
H62 Y	77135.36	27.0	0.15	0.8	2
H63 Y	73600.47	24.0	0.20	0.8	2
H94 Y	7792.871	27.4	2.15	7.03	9100	4.2	13
H225 Y	1697.944	33.37	0.44	19

(Continua)

(Tabela 1.1 - Continuação)

ORION A

Radia	Freq Mhz	V km/s	T _L K	T _L /T _C %	Ne cm ⁻³	Te K	Te*	HPW	ref
H676	80206.63	22.0	0.10	0.8	2
H685	76814.81	23.0	0.10	0.8	2
H696	73611.05	20.0	0.15	0.8	2
H1486	7796.672	41.5	0.10	8800	4.2	13
He42α	85723.32	25.0	0.07	0.8	2
He43α	79945.23	18.0	0.05	0.8	2
He44α	74674.99	20.0	0.07	0.8	2
He85α	10526.33	19.9	0.34	2.8	12
He86α	10165.44	17.9	0.24	3.5	7a
He92α	8312.769	19.0	0.60	13a
He94α	7796.047	20.9	0.28	0.92	4.2	13
He109α	5010.964	21.90	0.33	0.43	6	17
He109α	5010.964	24.53	0.34	6.5	16
He143α	2226.386	14.54	0.12	0.1	13	11
He157α	1683.886	36.14	0.14	0.13	19.5	16a
He158α	1652.214	...	0.26	0.12	12.3	17a
He166α	1425.314	9.25	0.16	13	12a
He166α	1425.314	45.0	0.05	0.05	30	12b
He183α	1064.741	...	<0.1	<0.2	30	12b
He198α	841.1424	...	<0.15	<0.1	30	12b
He211α	695.3753	...	<0.15	<0.17	30	12b

(Continua)

(Tabela 1.1 - Continuação)

ORION B (NGC2024, W12, G206.5-16.4)

Raia ν	Freq MHz	V km/s	T_L K	T_L/T_C %	Ne cm^{-3}	T_e K	T_e^* K	HPW '	ref
H66 α	22364.17	20.78	0.464	40	...	7500	7000	2.3	13b
H76 α	14689.99	23.6	0.68	17.36	2.3	5
H85 α	10522.04	22.8	0.69	9b
H86 α	10161.31	22.7	0.491	10.91	9330	3.5	7a
H90 α	8872.569	23.6	1.88	11.5	2.5	11a
H109 α	5008.923	24.72	0.71	6	17
H109 α	5008.923	22.9	0.65	6.5	9b
H109 α	5008.923	24.24	0.72	6.10	790	7200	...	6.5	6
H134 α	2702.799	25.62	0.18	1.02	11	16b
H158 α	1651.541	26.87	0.11	1.67	...	6310	...	31.4	19a
H166 α	1424.734	21	1.0	3.3	6	18
H166 α	1424.734	32.62	0.130	0.92	1347	14	14
H166 α	1424.734	36.19	0.30	13	12a
H220 α	613.4050	<0.05	1347	31	14
H108 δ	10157.16	24.8	0.127	2.82	9120	3.5	7a
H113 δ	8878.730	22.3	0.28	0.44	2.5	11a
H129 δ	8879.184	21.9	0.10	0.16	2.5	11a

(Continua)

(Tabela 1.1 - Continuação)

ORION B										
Raia	Freq MHz	V km/s	T _L K	T _L /T _C %	N _e cm ⁻³	T _e K	T _e * K	HPW	ref	
He76α	14695.97	17.6	0.03	0.77	2.3	5	
He85α	10526.33	22.8	0.69	9b	
He86α	10165.44	...	<0.039	3.5	7a	
He90α	8876.184	12.0	0.10	0.16	2.5	11a	
He109α	5010.964	...	<0.015	6	17	
He109α	5010.964	13.3	0.02	9b	
He166α	1425.314	...	<0.02	13	12a	

(Continua)

(Tabela 1.1 - Continuação)

- 1 - Garay et alii (1985)
- 1a - Hoang-Ring et alii (1985)
- 1b - Celink (1985)
- 2 - Johansson et alii (1984)
- 2a - Wilson e Pauls (1984)
- 3 - Wink et alii (1983)
- 3a - Shaver et alii (1983)
- 5 - McGee e Newton (1981)
- 6 - Abraham et alii (1980)
- 6a - Van Gorkon et alii (1980)
- 7 - Pankonin, Walmsley e Harwit (1979)
- 7a - Lichten et alii (1979)
- 7b - Viner e Hughes (1979)
- 7c - Pankonin, Payne e Terzian (1979)
- 9 - Paulo e Wilson (1977)
- 9a - Pankonin et alii (1977)
- 9b - Cesarsky (1977)
- 9c - Parrish et alii (1977)
- 11 - Lockman e Brown (1975)
- 11a - McGee et alii (1975)
- 12 - Balick et alii (1974)
- 12a - Pedlar e Hart (1974)
- 12b - Zuckerman e Ball (1974)
- 12c - Gull e Balick (1974)
- 12d - Batty (1974)
- 13 - Chaisson (1973)
- 13a - Cesarky (1973)
- 13b - Waltman e Johnston (1973)
- 13c - Waltman et alii (1973)
- 14 - Pedlar e Davies (1972)
- 16 - Reifenstein III et alii (1970)
- 16a - Churchwell e Edrich (1970)
- 16b - Zuckerman e Palmer (1970)
- 17 - Palmer et alii (1969)
- 17a - McGee et alii (1969)
- 17b - Sorockenko e Berulis (1969)
- 18 - McGee e Gardner (1968)
- 18a - Gordon e Meeks (1968)
- 19 - Williams (1967)
- 19a - Dieter (1967)
- 19b - Mezger e Hoglund (1967)

(Conclusão)

Um método usado para a obtenção da temperatura eletrônica na faixa do visível baseia-se na razão das intensidades de linhas proibidas provenientes de dois níveis superiores diferentes de um mesmo íon (O^{++} , N^+ , S^{++}), caracterizados por energias de excitação diferentes (Osterbrock, 1974; Chaisson, 1976). Outro método se baseia nas intensidades do contínuo de Balmer e da linha de emissão $H\beta$ (Aller, 1956; Simpson, 1973b). As Te^* obtidas através de observações em rádio tem valores muito menores do que aquelas obtidas pelo segundo método citado, o que permitiu supor que essas diferenças eram devidas às flutuações de temperatura na região HII (Peimbert, 1967). Entretanto as observações no visível de Orion A, mostraram que as temperaturas eletrônicas obtidas em várias regiões diferentes da nebulosa não variavam mais do que 15% (Munch, 1968).

Goldberg (1966), reexaminando a dedução da equação usada para calcular as temperaturas eletrônicas a partir de observações das linhas de recombinação, supôs que o erro poderia ser devido à suposição de que os níveis de energia do hidrogênio em regiões HII são populadas em ETL. No entanto, os átomos e íons são expostos a um forte campo de radiação anisotrópica proveniente da estrela excitadora, existem movimentos macroscópicos de massa e a densidade da nuvem varia de um ponto para outro. As populações de níveis quânticos altos sofrem efeitos de colisões, e estão próximas do equilíbrio termodinâmico local (ETL). Nos níveis quânticos mais baixos os efeitos colisionais tornam-se menores até o processo radiativo controlar completamente os níveis populacionais, e as populações são menores que as populações destes mesmos níveis quânticos em ETL. No nível intermediário entre os dois processos colisional e radiativo, a população do nível superior é menor que seu valor em ETL, enfraquecendo a intensidade da linha. Entretanto, o nível superior da transição é levemente mais populado que o nível inferior, au

mentando a intensidade da linha. Portanto, nesta região, o equilíbrio é afetado pela competição entre estes dois efeitos.

Um bom método para se verificar o afastamento do ETL consiste no estudo da razão entre as temperaturas eletrônicas da linha $n\alpha$ e outras de ordem mais alta ($n\beta$, $n\gamma$,...) aproximadamente na mesma frequência. Esta razão será igual a unidade se o gás estiver em ETL, valores menores indicam afastamento do ETL (Gordone Wallace, 1970).

1.2 - HISTÓRICO DOS MODELOS DE LINHAS DE RECOMBINAÇÃO EM RÁDIO DE REGIÕES HII

A interpretação das linhas de recombinação a partir de modelos simplistas, como o de uma nuvem em ETL e considerando somente o alargamento Doppler (movimentos térmicos e de microturbulência) não é válida. Como foi dito no item anterior, a nuvem não está em ETL, pois usualmente ocorre nos níveis excitados uma inversão de população causando a amplificação da linha (emissão estimulada) e além do alargamento Doppler, existe também o alargamento de pressão por colisões de elétrons fazendo com que o perfil da linha de recombinação se apresente como uma soma de perfis de Voigt.

A dificuldade dos modelos atuais está no desconhecimento da variação da densidade e da temperatura eletrônica dentro da nuvem, pois isto determina a proporção com que cada linha de recombinação é afetada pelo afastamento do ETL e pelo alargamento de pressão.

Brown, Lockman e Knapp (1978) ao estudar este problema, analisaram vários modelos supondo variações nos perfis de densidade e de temperatura, na geometria da nebulosa, e na extensão angular subentendida pelo feixe do telescópio, parâmetros estes que determinam a temperatura de ante

na observada. Estes autores verificaram que linhas de recombinação de diferentes frequências podem ter origem em partes diferentes de uma nebulosa; para uma dada frequência a linha e contínuo podem ser provenientes de distintas partes da nuvem; várias transições de linhas de recombinação (α , β , etc...), mesmo de frequências quase idênticas, podem também vir de partes diferentes da nebulosa. Com base nestas observações concluíram que pelo fato dos parâmetros observados dependerem fortemente da densidade, temperatura, e extensão da nuvem é impossível deduzir qualquer uma destas quantidades sem ter informações detalhadas a respeito das outras. Por isso decidiram começar o modelo da estrutura de densidade e geometria nebular a partir de observações do contínuo com grande resolução angular (por exemplo, VLA) e só então usar os dados de linhas de recombinação num grande intervalo de frequências para determinar detalhadamente o perfil da temperatura e da densidade. Entretanto, os parâmetros físicos N_e e T_e usados por Brown et alii (1978) não são realistas para as regiões HII, pois correspondem a um parâmetro de excitação da ordem de $200-300 \text{ pc cm}^{-2}$. Este resultado é superior ao parâmetro de excitação de uma região HII, cujo valor típico não ultrapassa 100 pc cm^{-2} (Shaver, 1980b), para uma estrela do tipo O4. Valores altos de parâmetros de excitação em regiões HII acentuam os efeitos da emissão estimulada (Walmsley, 1980).

Shaver (1980b) e Walmsley (1980) propuseram um modelo isotérmico dividindo a nuvem em condensações cilíndricas de diferentes densidades. Esta proposta surgiu de pois que estudos ópticos revelaram a existência de flutuações locais de densidade (Osterbrock e Flater, 1959; Simpson, 1973b) em algumas nuvens. O efeito das condensações é reduzir a emissão estimulada. O alargamento de pressão por outro lado é governado pela densidade local e não pela densidade r.m.s.. Portanto o estudo das linhas de recombinação permite obter perfis de densidade em pequena escala da nebu

losa. Como a densidade local é maior do que seria estimado usando a densidade eletrônica r.m.s., a emissão estimulada é menor e o alargamento de pressão maior.

Shaver (1980a) mostrou que as temperaturas eletrônicas reais podem ser obtidas a partir de observações em determinada frequência que depende somente da medida da emissão (M.E.)

$$v \cong 0,081 (M.E.)^{0,86} \quad (1,2)$$

neste caso $T_e = T_e^*$.

A grande vantagem de fazer observações nesta frequência é que as temperaturas eletrônicas obtidas são independentes do modelo de densidade assumido para a nebulosa. Mas as frequências têm que ser suficientemente altas para o alargamento de pressão tornar-se pequeno, caso contrário a temperatura calculada será maior que a verdadeira devido ao alargamento de pressão que depositará grande parte de sua energia na borda da linha.

Na prática não é possível observar exatamente na frequência da equação 1.2. Observa-se então numa frequência muito próxima, necessitando apenas de uma pequena correção devida ao afastamento do ETL para determinar a temperatura eletrônica verdadeira. Aproveitando esta propriedade, Shaver et alii (1983) utilizaram os dados observacionais de 69 fontes nas linhas $H109\alpha$, $H137\beta$ e $He109\alpha$ de McGee e Newton (1981) e calcularam as temperaturas eletrônicas de cada fonte.

A determinação da densidade a partir das linhas de recombinação é muito mais difícil do que a obtenção da temperatura. Informações sobre a densidade são obtidas

comparando as larguras das linhas para diferentes frequências, desde que o alargamento de pressão depende da mesma, mas a interpretação se complica devido as variações do tamanho do feixe do radiotelescópio utilizado ou a diferença na profundidade óptica da linha para diferentes frequências. Estas dificuldades são contornadas comparando as larguras da linha α e da linha β que estejam quase na mesma frequência. Outro problema na determinação da densidade a partir da largura das linhas é que as linhas provenientes das regiões mais densas de uma nebulosa tem alargamento de pressão muito grande, a emissão nas bordas não se distingue do contínuo e portanto não contribui para a largura da linha observada (Brocklehurst e Seaton, 1976). Assim a densidade obtida deste alargamento será muito mais baixa que a densidade média verdadeira. Este efeito é ilustrado na publicação de Shaver (1979), mostrado que no caso de um perfil formado por uma única função de Voigt (caso de regiões HII homogêneas), a intensidade de pico da linha está bem relacionada com a largura da linha, ou seja aumentando-se a densidade o alargamento de pressão torna-se maior e a largura da linha resultante corresponde a este alargamento. Mas isto não ocorre necessariamente em casos de regiões HII inhomogêneas. A intensidade de pico da linha não está bem correlacionada com a sua largura. Para exemplificar, Shaver (1979) considerou um perfil com duas componentes, uma o perfil de Voigt e a outra uma Gaussiana. A presença desta componente gaussiana tende a encobrir o alargamento de pressão que acontece na outra componente e assim a largura da linha neste caso fornece somente uma fraca indicação da grande variação ocorrida na temperatura de pico da linha.



CAPÍTULO 2

EQUAÇÃO DE TRANSFERÊNCIA RADIATIVA

Para se obter o perfil das linhas de recombinação dos modelos é necessário resolver as equações de transferência radiativa. Levando em conta os distintos processos físicos que resultam na absorção e emissão da radiação.

Consideramos a propagação da radiação ao longo de uma nuvem. A variação da intensidade na frequência ν ao atravessar um elemento de volume de comprimento dl é

$$\frac{dI_{\nu}}{dl} = - I_{\nu} \kappa_{\nu} + j_{\nu} \quad (2.1)$$

onde κ_{ν} é o coeficiente de absorção e j_{ν} é o coeficiente de emissão nessa frequência. Uma forma alternativa de se escrever a equação de transferência radiativa consiste em se trocar dl pela profundidade óptica.

$$d\tau_{\nu} = \kappa_{\nu} dl \quad (2.2)$$

dividindo a equação 2.1 por κ_{ν} , tem-se

$$\frac{dI_{\nu}}{d\tau_{\nu}} = - I_{\nu} + S_{\nu} \quad (2.3)$$

onde

$$S_{\nu} = \frac{j_{\nu}}{\kappa_{\nu}} \quad (2.4)$$

é a função fonte. Pode-se escrever esta função na forma

$$S_{\nu} = \eta_{\nu} B_{\nu} (T_e) \quad (2.5)$$

$B_{\nu} (T_e)$ é a função de Planck, ou seja, a densidade de energia do campo de radiação de um corpo negro para uma temperatura eletrônica T_e e frequência ν , e é dada por

$$B_{\nu} (T_e) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT_e) - 1} \quad (2.6)$$

onde h é a constante de Planck, k a constante de Boltzmann, e η_{ν} representa o afastamento da função fonte da função de Planck. Goldberg (1966) definiu o coeficiente η_{ν} da seguinte forma:

$$\eta_{\nu} = \frac{\kappa_{C,\nu} + b_m \kappa_{L,\nu}^*}{\kappa_{C,\nu} + \kappa_{L,\nu} b_n [1 - \exp(-h\nu/kT_e)]^{-1} [1 - (b_m/b_n) \exp(-h\nu/kT_e)]} \quad (2.7)$$

onde $\kappa_{C,\nu}$ (cm^{-1}) é o coeficiente de absorção do contínuo, $\kappa_{L,\nu}^*$ (cm^{-1}) é o coeficiente de absorção da linha na condição de ETL, e b_n é a razão da população verdadeira de elétrons do nível n (N_n) para a população em condições de ETL, obtida da equação de Saha-Boltzmann (N_n^*),

$$b_n = \frac{N_n}{N_n^*} \quad (2.8)$$

O coeficiente de absorção total κ_{ν} é dada por

$$\kappa_{\nu} = \kappa_{C,\nu} + \kappa_{L,\nu}^* b_n [1 - \exp(-h\nu/kT_e)]^{-1} \left[1 - \frac{b_m}{b_n} \exp(-h\nu/kT_e) \right] \quad (2.9)$$

β_{nm} pode ser definido na forma:

$$\beta_{nm} = \frac{1 - (b_m/b_n) \exp(-h\nu/kTe)}{1 - \exp(-h\nu/kTe)} \quad (2.10)$$

que representa a correção do coeficiente de absorção da linha levando em conta os efeitos de emissão estimulada em condições de NETL. Na região de baixas frequência, $h\nu \ll kTe$, a função de Planck pode ser aproximada para a fórmula de Rayleigh-Jeans dada por

$$B_\nu (Te) \approx \frac{2 kTe \nu^2}{c^2} \quad (2.11)$$

e

$$\beta_{nm} \approx \frac{b_m}{b_n} \left[1 - \left(\frac{kTe}{h\nu} \right) \left(\frac{b_m - b_n}{b_n} \right) \right] \quad (2.12)$$

Quando $b_m - b_n \ll 1$, β_{nm} pode ser aproximado por

$$\beta_{nm} \approx \frac{b_m}{b_n} \left[1 - \left(\frac{kTe}{h\nu} \right) \frac{d \ln b_n}{dn} \Delta n \right] \quad (2.13)$$

Definimos

$$\gamma = \left(\frac{kTe}{h\nu} \right) \frac{d \ln b_n}{dn} \Delta n = 20,827 \nu^{-1} Te \Delta n 10^{-C_n} \quad (2.14)$$

onde

$$C_n = - \log \frac{d}{dn} [\ln (b_n)] \quad (2.15)$$

Portanto da Equação 2.7 e 2.9 resulta

$$\eta_v = \frac{\kappa_{C,v} + b_m \kappa_{L,v}^*}{\kappa_{C,v} + \kappa_{L,v}^* b_n \beta_{nm}} \quad (2.16)$$

e

$$\kappa_v = \kappa_{C,v} + \kappa_{L,v}^* b_n \beta_{nm} \quad (2.17)$$

Substituindo a Equação 2.9 em 2.5 e comparando com 2.4 deduzimos que o coeficiente de emissão é dado por

$$\begin{aligned} j_v &= j_{C,v} + j_{L,v} = B_v(T_e) (\kappa_{C,v} + b_m \kappa_{L,v}^*) = \\ &= B_v(T_e) \left(\kappa_{C,v} + \frac{\kappa_{L,v}^*}{1 - \gamma} \right) \end{aligned} \quad (2.18)$$

Integrando a equação de transferência radiativa 2.1 ao longo de toda nuvem, obtemos a intensidade total ao longo da linha de visada na forma

$$I_v = I_v(0) \exp \left(- \int_0^L \kappa_v dl \right) + \int_0^L j_v \exp \left(- \int_{l'}^L \kappa_v dl \right) dl' \quad (2.19)$$

onde L é a espessura da nuvem e κ_v e j_v são dados pela Equação 2.17 e 2.18 respectivamente.

Na prática, os radiômetros usam unidades de temperatura para medir a intensidade da radiação. Define-se a temperatura de brilhância como a temperatura de um corpo negro que produz a mesma intensidade I_v que a intensidade medida

$$I_{\nu} = \frac{2 k T \nu^2}{c^2} \quad (2.20)$$

Substituindo a Equação 2.20 em 2.19 resulta

$$T = T(0) \exp \left[- \int_0^L (\kappa_{C,\nu} + \kappa_{L,\nu}^* b_n \beta_{nm}) dl \right] + \int_0^L T_e \left\{ (\kappa_{C,\nu} + b_m \kappa_{L,\nu}^*) \exp \left[- \int_{l'}^L (\kappa_{C,\nu} + \kappa_{L,\nu}^* b_n \beta_{nm}) dl \right] \right\} dl' \quad (2.21)$$

Porém, o que é medido pelo radiotelescópio é a temperatura de antena (T_A). A antena recebe uma certa potência, que sempre pode ser caracterizada por uma temperatura equivalente àquela de um corpo negro de temperatura T_A que forneceria a mesma potência, caso estivesse no lugar da corneta.

A temperatura de antena está relacionada com a temperatura de brilhância da fonte pela equação

$$T_A = \frac{1}{\lambda^2} \iint_{4\pi} T(\theta, \phi) A(\theta, \phi) d\Omega \quad (2.22)$$

sendo $A(\theta, \phi)$ a área efetiva da antena e λ o comprimento de onda.

Considerando um caso particular onde a extensão angular da fonte é muito menor do que a largura do feixe da antena (uma fonte puntual) e o feixe centrado na fonte, a área efetiva máxima da antena pode ser considerada constante e igual a A_0 em m^2 , portanto

$$T_A = \frac{A_0}{\lambda^2} \iint T(\theta, \phi) d\Omega \quad (2.23)$$

ou

$$T_A = \frac{1}{\Omega_A} \iint T(\theta, \phi) d\Omega \quad (2.24)$$

onde Ω_A é o ângulo sólido do feixe do radiotelescópio rad².

Sendo Ω_S o ângulo sólido da fonte (em rad²), para o caso $\Omega_A \gg \Omega_S$, T_A pode ser dado por

$$T_A = \frac{\Omega_S}{\Omega_A} \langle T \rangle \quad (2.25)$$

Se $\Omega_A = \Omega_S$ então $T = T_A$. Se $\Omega_S > \Omega_A$ a área coletora da antena só poderá captar a radiação que está dentro do ângulo sólido da antena. A parte que excede não é observada e portanto o resultado é o mesmo que no caso $\Omega_A = \Omega_S$. Assim,

$$T_A = \langle T \rangle \frac{\Omega_S}{\Omega_A}, \quad \Omega_S < \Omega_A \quad (2.25a)$$

$$T_A = \langle T \rangle, \quad \Omega_S \geq \Omega_A \quad (2.25b)$$

2.1 - EMIÇÃO TÉRMICA DO CONTÍNUO

A emissão contínua na faixa de comprimento de onda de rádio de regiões HII é causada principalmente por interações entre partículas livres carregadas sendo chamada radiação livre-livre, ou "bremsstrahlung". Pelo fato das partículas serem livres a radiação resultante da variação da energia cinética é contínua sobre todo o espectro.

A determinação do coeficiente de absorção no contínuo, $\kappa_{C,\nu}$, e o correspondente coeficiente de emissão, $j_{C,\nu}$, não é trivial. Os cálculos não envolvem somente a interação entre duas partículas carregadas, mas também a dis

tribuição das partículas em função da velocidade. A emissão ocorre quando a trajetória de um elétron é desviada no campo de um próton. O próton não sofre desvio apreciável por ter massa muito maior que a do elétron, e pode ser considerado como estacionário durante a colisão elétron-próton. Em interações próximas as acelerações são grandes, e a radiação pode ocorrer na faixa de raios-X. A radiação em rádio é produzida por interações mais distantes, sendo as trajetórias das partículas quase retilíneas.

Oster (1961) deduziu a seguinte expressão para o coeficiente de absorção livre-livre na faixa de ondas de rádio para interações entre elétrons e íons de carga Z .

$$\kappa_{C, \nu, Z} = \frac{N_e N_z}{\nu^2} \frac{8 Z^2 e^2}{3 (2\pi)^{1/2} m_e^3 c} \left(\frac{m_e}{kT_e} \right)^{3/2} \ln \Lambda \quad (2.26)$$

N_e e N_z são respectivamente as densidades numéricas dos elétrons e íons; ν a frequência; e a carga do elétron; m_e massa do elétron; c a velocidade da luz; k a constante de Boltzmann e T_e a temperatura eletrônica.

O termo $\ln \Lambda$ é definido por

$$\ln \Lambda = \frac{\pi}{3} g(\nu, T_e), \quad (2.27)$$

onde $g(\nu, T_e)$ é o fator de Gaunt (Oster, 1961). Para

$$T_e < \frac{m_e}{2k(\gamma Ze^2/h)} \approx 550.000 \text{ K}$$

que é a condição para que o tratamento clássico do coeficiente de absorção seja válido, resulta

$$\Lambda = \left(\frac{2}{\gamma_1} \right)^{5/2} \left(\frac{kTe}{m_e} \right)^{1/2} \left(\frac{kTe}{2\pi Z e^2 v} \right) \quad (2.28)$$

onde γ_1 é a constante de Euler,

$$\Lambda = \frac{0,04955 Te^{1,5}}{v Z} \quad (2.28a)$$

Chamando de

$$X = 0,04955 Te^{1,5} \quad (2.29)$$

tem-se

$$\Lambda = \frac{X}{vZ} \quad (2.30)$$

Supondo a nuvem formada pelos ions H^+ , He^+ e He^{++} e substituindo as constantes por seus valores numéricos, a equação 2.26 resulta

$$\kappa_{C,v} = \sum_Z \kappa_{C,v,Z} = 9,7699 \times 10^{-21} Te^{-1,5} v^{-2} Ne \ln X \left[N_{H^+} + N_{He^+} + \right. \\ \left. + 4 N_{He^{++}} \left(1 - \frac{\ln 2}{\ln X} \right) \right] \quad (2.31)$$

onde as abundâncias estão relacionadas por

$$N_e = N_{H^+} + N_{He^+} + 2N_{He^{++}} \quad (2.32)$$

Portanto

$$\kappa_{C,\nu} = 9,7699 \times 10^{-21} T_e^{-1,5} \nu^{-2} N_e N_{it} \ln \left(\frac{0,04955 T_e^{1,5}}{Z\nu} \right) \quad (2.33)$$

onde

$$N_{it} = N_e \left[1 + \frac{N_{He^+}}{N_{H^+}} + \frac{4N_{He^{++}}}{N_{H^+}} \left(1 - \frac{\ln 2}{\ln X} \right) \right] \left(1 + \frac{N_{He^+}}{N_{H^+}} + \frac{4N_{He^{++}}}{N_{H^+}} \right)^{-1} \quad (2.34)$$

2.2 - COEFICIENTE DE EMISSÃO NA LINHA

Em 1917, Einstein introduziu o conceito de emissão estimulada ou induzida. Mostrou que, a fim de descrever completamente a interação entre matéria e radiação, é necessário compreender o processo pelo qual um átomo excitado, na presença de um campo de radiação, emite um fóton e por esse processo decai para um estado de energia mais baixo.

Considerando os níveis quânticos m e n ($m > n$) com energias E_m e E_n e densidades numéricas de átomos N_m^* e N_n^* , respectivamente, se o sistema atômico estiver em equilíbrio com a radiação térmica a uma dada temperatura T_e , então a densidade relativa entre os dois níveis será dada pela equação de Boltzmann

$$\frac{N_m^* g_n}{N_n^* g_m} = \left(\frac{\exp(-E_m/kT_e)}{\exp(-E_n/kT_e)} \right) = \exp \left[- \frac{(E_m - E_n)}{kT_e} \right] \quad (2.35)$$

onde g_n é o peso estatístico do nível n . Admitindo que $E_m > E_n$, então $N_m < N_n$ na situação de ETL.

A probabilidade para que um átomo decaia espontaneamente para o nível inferior, com a emissão de um fóton de frequência $\nu = (E_m - E_n)/h$, é dada pelo coeficiente de emissão espontânea de Einstein, A_{mn} , que depende somente da estrutura do átomo. Então o número de decaimentos por segundo é $N_m A_{mn}$.

Além destas transições espontâneas, existem transições induzidas ou estimuladas. Sendo B_{nm} e B_{mn} os coeficientes de Einstein para a transição estimulada, sendo B_{nm} a probabilidade para que um átomo no nível inferior n seja excitado para o nível superior m pela absorção de um fóton de frequência ν , dada por $\nu = (E_m - E_n)/h$, e B_{mn} a probabilidade para que um fóton incidente sobre um átomo no seu estado superior m , possa induzi-lo para uma transição ao seu estado inferior antes que a transição espontânea ocorra, a taxa total destas transições induzidas entre o nível m e o nível n é proporcional à densidade de energia da radiação ($\mu(\nu)$) na frequência ν . Então o número de transições estimuladas (emissões) descendentes (de níveis superiores para níveis inferiores) por segundo é $N_m^* B_{nm} \mu(\nu)$. Da mesma maneira, o número de transições estimuladas (absorção) ascendentes (de níveis inferiores para níveis superiores) por segundo é $N_n^* B_{nm} \mu(\nu)$.

Em condições de equilíbrio, a taxa de transições descendentes será igual à de transições ascendentes, então

$$N_m^* A_{mn} + N_m^* B_{mn} \mu(\nu) = N_n^* B_{nm} \mu(\nu) \quad (2.36)$$

Isolando-se $\mu(\nu)$, obtém-se

$$\mu(\nu) = \frac{N_m^* A_{mn}}{N_n^* B_{nm} - N_m^* B_{mn}} \quad (2.36a)$$

Além disso, da Equação 2.35 resulta

$$\mu(\nu) = \frac{A_{mn}}{B_{mn}} \frac{1}{\frac{g_n B_{nm}}{g_m B_{mn}} \exp[-(E_m - E_n)/kTe] - 1} \quad (2.36b)$$

Para que esta equação seja compatível com a equação de radiação de Planck ($B_\nu(Te)$), já definida na Equação 2.6

$$\mu(\nu) = B_\nu(Te) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kTe) - 1} \quad (2.37)$$

Portanto

$$A_{mn} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \quad (2.38)$$

e

$$g_n B_{nm} = g_m B_{mn} \quad (2.39)$$

Sob condição de ETL a função fonte 2.4 para uma dada linha, resulta

$$S_\nu = B_\nu(Te) = \frac{j_{L,\nu}}{\kappa_{L,\nu}} = \mu(\nu) \quad (2.40)$$

Comparando a Equação 2.36a com 2.40, os coeficientes de emissão ($j_{L,\nu}$) e de absorção ($\kappa_{L,\nu}$) da linha de uma transição do nível m para o nível n são:

$$j_{L,\nu}^* = N_m^* A_{mn} \frac{h\nu}{4\pi} \phi_\nu \quad (2.41)$$

e

$$\kappa_{L,\nu}^* = (B_{nm} N_n^* - B_{mn} N_m^*) \frac{h\nu}{4\pi} \phi_\nu \quad (2.42)$$

onde ϕ_ν representa a forma do perfil da linha..

Utilizando as relações de Einstein 2.38 e 2.39 resulta

$$\kappa_{L,\nu}^* = \frac{c^2}{2\nu^2} \left[\frac{N_n^*}{g_n} - \frac{N_m^*}{g_m} \right] g_m \frac{A_{mn}}{4\pi} \phi_\nu \quad (2.43)$$

Considerando N_n^* o número de átomos no nível n, em equilíbrio termodinâmico, dado pela lei de Saha, tem-se que

$$N_n^* = \frac{Ne Ni h^3}{(2\pi m_e kTe)^{3/2}} \frac{g_n}{2} \exp \left(- \frac{\chi_n}{kTe} \right) \quad (2.44)$$

onde Ne é a densidade eletrônica, Ni é a densidade de íons, Te é a temperatura eletrônica, e χ_n é a energia de excitação do nível n, dado por

$$\chi_n = \frac{\chi_1}{n^2} \quad e \quad \chi_1 = hRc \quad (2.45)$$

sendo R a constante de Rydberg

$$R = \frac{109737,31}{1 + m_e/M_H} \quad (2.46)$$

onde m_e é a massa do elétron e M_H a massa do próton.

Portanto, o coeficiente de absorção em equilíbrio termodinâmico fica

$$\kappa_{L,\nu}^* = \frac{c^2}{8\pi\nu^2} \frac{N_n^* g_m}{g_n} \left[1 - \frac{g_n N_m^*}{g_m N_n^*} \right] A_{mn} \phi_\nu \quad (2.47)$$

com

$$A_{mn} = \frac{3g_n}{g_m} \gamma_2 f_{nm} \quad (2.48)$$

onde

$$\gamma_2 = \left(\frac{8\pi^2 e^2}{3m_e c^3} \right) \nu^2 = 2,47 \times 10^{-22} \nu^2 \text{ sec}^{-1} \quad (2.49)$$

é a constante de amortecimento clássico,

$$f_{mn} = n M1(\Delta n) \left[1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta n}{n} + M2(\Delta n) \right] \quad (2.50)$$

é a força do oscilador de absorção. Os valores $M1(\Delta n)$ e $M2(\Delta n)$ são dados por Menzel (1969).

Usando a Equação 2.35 e 2.48 em 2.47 obtém-se

$$\kappa_{L,\nu}^* = \frac{\pi e^2}{m_e c} N_n^* \frac{h\nu}{kTe} f_{mn} \phi_\nu \quad (2.51)$$

e utilizando a Equação 2.44 obtêm-se

$$\kappa_{L,\nu}^* = 5,2821 \times 10^{-28} \text{ Ne Ni } n^2 \text{ Te}^{-5/2} \exp\left(\frac{\chi_n}{k\text{Te}}\right) f_{nm} \nu \phi_\nu \quad (2.51a)$$

2.3. - PERFIL DA LINHA

O fator da forma do perfil, ϕ_ν , é obtido pela convolução do perfil de alargamento Doppler (ϕ_ν^D) com o perfil de alargamento de pressão (ϕ_ν^P), dada por Lang (1974)

$$\phi_\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_{\nu-\Delta\nu-\nu_0}^P \phi_{\Delta\nu}^D d(\Delta\nu) \quad (2.52)$$

onde ν_0 é a frequência do centro da linha.

Quando o alargamento da linha é causado por movimentos de átomos ou moléculas em equilíbrio termodinâmico, ou por movimentos turbulentos aleatórios do gás, a distribuição maxwelliana de velocidade pode ser usada com a fórmula de Doppler que relaciona o deslocamento de frequência com a velocidade radial. A distribuição de intensidade espectral da linha resultante é dada por

$$\phi_\nu^D = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.53)$$

onde ν é a frequência considerada e

$$2 \sigma^2 = \frac{\nu_0^2}{c^2} \left(\frac{2k\text{Te}}{M} + v_T^2 \right) \quad (2.54)$$

onde σ é o coeficiente de espalhamento da linha, M é a massa atômica ou molecular, T_e é a temperatura eletrônica, e V_T é o valor mais provável da velocidade de turbulência. O perfil da linha Doppler tem uma largura a meia potência da da por

$$\Delta v_D = \frac{2v_0}{c} \left[\ln 2 \left(\frac{2kT_e}{M} + \frac{2}{3} V_T^2 \right) \right]^{1/2} = 2,355 \sigma \quad (2.55)$$

e o valor de pico é dado por $2 [\ln(2)/\pi]^{1/2} (\Delta v_D)^{-1}$.

O alargamento de pressão (Lang, 1974), pode ser decorrente de:

- 1) Alargamento devido aos íons. Admite-se um movimento lento dos íons e uma distribuição de campo elétrico "quase-estático" (efeito Stark).
- 2) Colisões. Um átomo emitindo equivale a um oscilador harmônico não perturbado até sofrer uma colisão com uma partícula excitadora. A colisão produz uma variação na fase e possivelmente na amplitude do oscilador harmônico (alargamento de impacto de íons ou elétrons).

Griem (1967) mostrou que o alargamento de impacto é mais importante do que o efeito Stark e que o impacto de elétrons é mais importante do que o impacto de prótons para as linhas de recombinação emitidas por regiões HII e pelo meio interestelar. Assim o efeito Stark e o impacto de prótons são desprezados e adota-se um perfil de Lorentz para o alargamento por impacto de elétrons livres, resultando em $\phi_v^P = \phi_v^I$, onde

$$\phi_v^P = \frac{\Delta v_I}{2\pi} \left[(v - v_0)^2 + \left(\frac{\Delta v_I}{2} \right)^2 \right]^{-1} \quad (2.56)$$

e Δv_L é o alargamento da linha de Lorentz, dado por

$$\Delta v_L = 4,5776 \times 10^{-6} N e n^4 S_2 Z^{-2} T e^{-1/2} \text{ em Hz} \quad (2.57)$$

sendo

$$S_2 = 0,5 + \ln (43,620 T e A_1 v_L^{-1} Z^{-1} n^{-2}) \quad (2.58)$$

com

$$A_1 = Z^2 \left(1 + \frac{m_e}{M_H} \right) \left(1 + \frac{m_e}{m_A} \right)^{-1} \quad (2.59)$$

onde m_A é a massa atômica do H e He.

Portanto a Equação 2.52 resulta

$$\phi_v = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta v_L \exp(-\Delta v^2/\Delta v_D^2) d(\Delta v)}{2\pi\sqrt{\pi} \Delta v_D [(\nu - \nu_0 - \Delta v)^2 + (\Delta v_L/2)^2]} \quad (2.60)$$

onde Δv_D e Δv_L são, respectivamente, as larguras de linha Doppler e Lorentz. Seguindo o desenvolvimento de Voigt (1913)

$$\phi_v = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \Delta v_D} H(A_2, V_1) \quad (2.61)$$

onde

$$A_2 = \sqrt{\ln 2} \Delta v_L / 2\Delta v_D \quad (2.62)$$

$$V_1 = 2\sqrt{\ln 2} (\nu - \nu_0) / \Delta v_D \quad (2.63)$$

e

$$H(A_2, V_1) = \frac{A_2}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-Y) dY}{(V_1 - Y)^2 + A_2^2} \quad (2.64)$$

A função de Voigt $H(A_2, V_1)$, multiplicada por um fator de normalização $H_1(A_2, 0)$, foi tabelada por Posener (1959).



CAPÍTULO 3

SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DE TRANSFERÊNCIA RADIATIVA PARA UMA ESFERA

Para construir os modelos de linhas de recombinação de regiões HII considera-se a nuvem esférica e simétrica, com variações radiais de densidade e temperatura eletrônica. Utiliza-se a teoria de linhas em NETL, incluindo os efeitos de colisões inelásticas de elétrons (alargamento de pressão) e o alargamento Doppler. A partir da equação de transferência radiativa (Equação 2.21) calcula-se a intensidade e o perfil das linhas, e a intensidade da radiação contínua e compara-se com as observações. Despreza-se a temperatura de fundo na Equação 2.21, ou seja

$$T_{L+C} = \int_0^L \text{Te} \left\{ \left[\kappa_{C,v} + \frac{\kappa_{L,v}}{1-\gamma} \right] \exp \left[- \int_{l'}^L (\kappa_{C,v} + \kappa_{L,v}) dl \right] \right\} dl' \quad (3.1)$$

Uma solução analítica desta equação pode ser obtida no caso de uma região isotérmica, homogênea, com velocidade de turbulência uniforme, sem rotação, expansão ou contração. Neste caso a Equação 3.1 resulta

$$\begin{aligned} T_{L+C} &= \text{Te} \left(\kappa_{C,v} + \frac{\kappa_{L,v}}{1-\gamma} \right) \int_0^L \exp \left[-(\kappa_{C,v} + \kappa_{L,v}) (L - l') \right] dl' = \\ &= \text{Te} \left(\kappa_{C,v} + \frac{\kappa_{L,v}}{1-\gamma} \right) (\kappa_{C,v} + \kappa_{L,v})^{-1} \left\{ 1 - \exp \left[-(\kappa_{C,v} + \kappa_{L,v}) L \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.1a)$$

e

$$\begin{aligned}
 T_C &= \int_0^L T e^{-\kappa_{C,v} l'} \exp \left[- \int_{l'}^L \kappa_{C,v} dl \right] dl' = \\
 &= T e^{-\kappa_{C,v} L} \int_0^L \exp \left[- \kappa_{C,v} (L - l') \right] dl' = T e \left[1 - \exp (- \kappa_{C,v} L) \right]
 \end{aligned}
 \tag{3.2}$$

No caso mais geral, a solução da equação de transferência radiativa pode ser obtida somente através de integração numérica. Para tanto, utilizamos o sistema de coordenadas cartesianas com dois eixos no plano do céu (x e z) e o outro eixo ao longo da linha de visada (y) (ver Figura 3.1). A nuvem é dividida em camadas esféricas de espessuras iguais.

Como $T_C \gg T_L$, a solução da equação de transferência radiativa será obtida para T_L , e não para T_{L+C} (Equação 3.1), uma vez que a introdução do termo T_C implicaria em maiores imprecisões nos resultados numéricos, portanto

$$\begin{aligned}
 T_L &= T_{L+C} - T_C = \\
 &= \int_0^L T e \left\{ \left(\kappa_{C,v} + \frac{\kappa_{L,v}}{1-\gamma} \right) \exp \left[\int_{l'}^L (\kappa_{C,v} + \kappa_{L,v}) dl \right] - \right. \\
 &\quad \left. - \kappa_{C,v} \exp \left[- \int_{l'}^L \kappa_{C,v} dl \right] \right\} dl'
 \end{aligned}
 \tag{3.3}$$

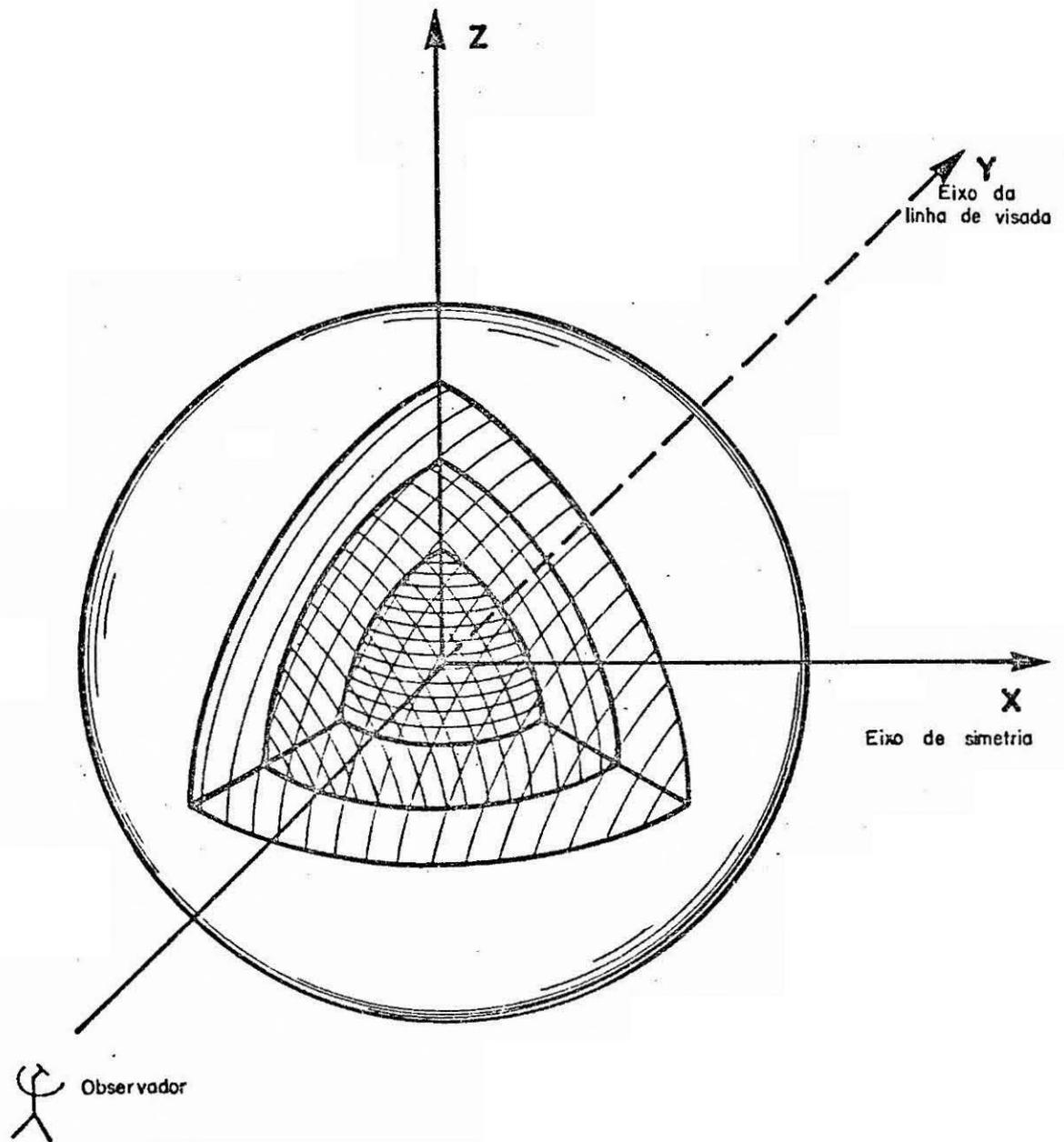


Fig. 3.1 - Geometria utilizada na solução da equação de transferência radiativa.
- A linha de visada está ao longo do eixo Y.

O programa começa a integração ao longo da linha de visada que passa pelo centro da esfera (ver Figura 3.2). Neste caso, os intervalos de integração formados pela intersecção da linha de visada com as camadas esféricas são iguais. Uma vez que, sobre a mesma superfície esférica os parâmetros $\kappa_{C,v}$, $\kappa_{L,v}$ e γ não variam, os valores obtidos para estes parâmetros na integração ao longo da linha de visada que passa pelo centro da esfera, serão utilizados nas integrações efetuadas em outras linhas de visada. Portanto, o número de intervalos de integração ao longo de cada linha de visada vai diminuindo, conforme estas vão se afastando do centro da nuvem. Os intervalos de integração também tornam-se diferente (ver Figura 3.2), obedecendo à relação

$$\Delta Y_i = A_i - A_{i+1} \quad (3.4)$$

onde

$$A_i = \sqrt{R_i^2 - Z_i^2} \quad (3.5)$$

e

$$A_{i+1} = \sqrt{R_{i+1}^2 - Z_i^2} \quad (3.5a)$$

R_i são os raios das camadas esféricas e Z_i as distâncias de cada linha de visada em relação ao centro da nuvem sobre o eixo Z.

Quando a região HII é opticamente espessa ($\tau \gg 1$), a integração é efetuada sobre um grande número de camadas esféricas porque aí são necessários intervalos de integração pequenos pois τ varia rapidamente, sendo a integração interrompida quando a profundidade óptica é igual a 10.0. Quando a região é opticamente fina ($\tau \ll 1$), os intervalos de integração podem ser maiores e a integração abrange toda a nuvem.

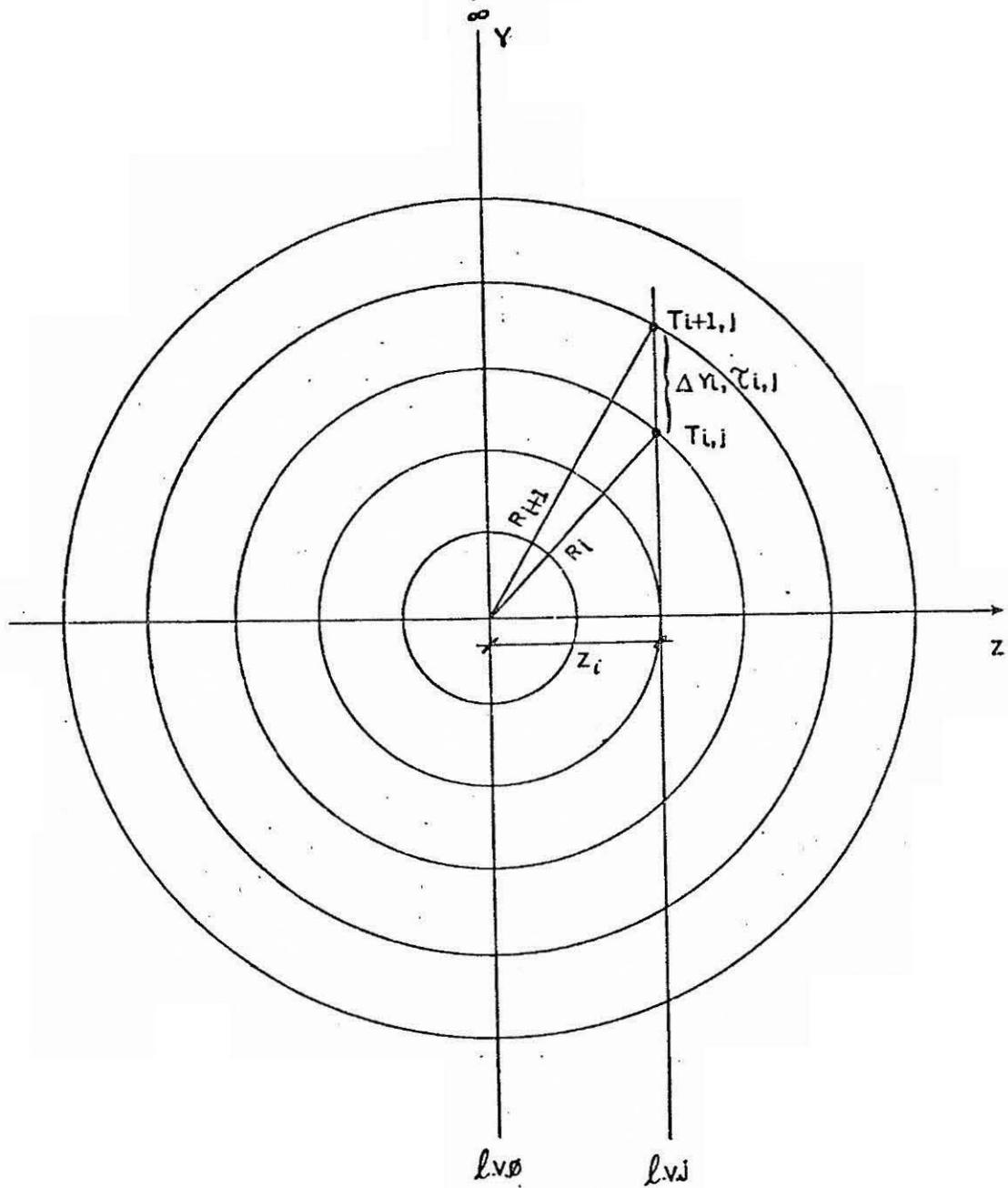


Fig. 3.2 - Notação utilizada na descrição de geometria do programa de resolução numérica da equação de transferência radiativa.

- l. v. j representa a j-ésima linha de visada.

Para o cálculo de $\kappa_{L,v}$ e γ é necessário calcular os valores de b_n (Equação 2.8) e c_n (Equação 2.15) que são obtidos por interpolação a partir das tabelas dadas por Brocklehurst (1970).

O perfil de Voigt ($H(A2, V1)$, Equação 2.67) que se refere ao perfil da linha, é obtido pela interpolação dos valores tabelados no perfil de Voigt relativo dado por Posener (1959), multiplicado pelo fator normalizado $H1(A2,0)$ dado também por Posener (1959). Os parâmetros são $A2$ (proporcional à razão da largura a meia potência de Lorentz e Doppler) e $V1$ (proporcional à diferença entre a frequência estudada e a frequência central da linha). A interpolação é feita somente para oito valores de $A2$ dados por Posener (0, 0.1, 0.3, 0.5, 1, 2, 4 e infinito), pois o perfil relativo de qualquer outro valor de $A2$ se ajusta bem ao valor mais próximo destes oito valores escolhidos.

A primeira integração feita é a da profundidade de óptica, onde se calcula a opacidade para cada intervalo de integração e se integra pelo método dos trapézios até atingir o fim da nuvem ou a profundidade óptica de linha mais contínuo igual a 10.0.

Depois de se obter a profundidade óptica de cada camada, calcula-se a contribuição da mesma para a temperatura de brilhância. A temperatura total é obtida integrando pelo método dos trapézios a equação de transferência radiativa.

Repetindo estes cálculos para outras linhas de visada através da nuvem, determina-se o valor médio da temperatura de brilhância, também pelo método dos trapézios. A equação correspondente é

$$\langle T \rangle = \frac{\int_0^{R_S} T(Z) 2\pi Z dz}{\pi R_S^2} \quad (3.6)$$

sendo Z a distância de cada linha de visada em relação ao centro da nuvem no eixo Z e R_S é o raio da nuvem.

A solução analítica do valor médio da temperatura de brilhância da linha para uma região HII de Ne e Te constantes é dada por

$$\begin{aligned} \langle T_L \rangle &= \langle T_{L+C} \rangle - \langle T_C \rangle = \\ &= T_e \left\{ \left[\frac{\kappa_{C,v} + \kappa_{L,v} / (1-\gamma)}{\kappa_{C,v} + \kappa_{L,v}} \right] \left[1 - \frac{1}{2(\kappa_{C,v} + \kappa_{L,v})^2 R_S^2} + \right. \right. \\ &+ \left. \frac{\exp[-(\kappa_{C,v} + \kappa_{L,v}) R_S]}{(\kappa_{C,v} + \kappa_{L,v}) R_S} \left(1 + \frac{1}{2(\kappa_{C,v} + \kappa_{L,v}) R_S} \right) \right] - \\ &- \left. \left[1 - \frac{1}{2 \kappa_{C,v}^2 R_S^2} + \frac{\exp(-\kappa_{C,v} R_S)}{\kappa_{C,v} R_S} \left(1 + \frac{1}{2 \kappa_{C,v} R_S} \right) \right] \right\} \quad (3.7) \end{aligned}$$

Para se calcular a temperatura de antena da fonte considera-se o feixe da antena com forma gaussiana, de modo que

$$\langle T_A \rangle = \frac{\int_0^{R_S} T(Z) 2\pi Z \exp(Z^2 / 2 \sigma_1^2) dz}{\int_0^{\infty} 2\pi Z \exp(Z^2 / 2 \sigma_1^2) dz} \quad (3.8)$$

onde σ_1 está relacionado com a largura do feixe da antena a meia potência pela equação

$$\sigma_1 = \frac{\Delta\phi_1/2}{\sqrt{2 \ln 2}} \quad (3.9)$$

No rádio telescópio de Itapetinga, a largura do feixe a meia potência em 22 GHz é 4' e portanto o desvio padrão utilizado para a distância considerada é igual a 0.274 para a distância de Orion A.

O cálculo da temperatura é feito para a frequência central da linha observada e para frequências adjacentes, de modo a formar o perfil da linha. A largura da linha é obtida interpolando linearmente os valores das temperaturas próximas da metade da temperatura de pico da linha ($T_L/2$).

CAPITULO 4

RESULTADOS DOS MODELOS

Neste capítulo são apresentados os resultados do cálculo do perfil das linhas de recombinação a partir de modelos de regiões HII. As integrações numéricas foram feitas no computador Burroughs B.6800 do Instituto de Pesquisas Espaciais. Cada modelo demora em torno de 2 a 3 horas conforme o número de camadas esféricas consideradas. Primeiramente são discutidos os modelos de nuvens homogêneas e isotrópicas. Nestes casos a equação de transferência radiativa tem solução analítica, o que permite determinar a precisão da integração numérica. Posteriormente são apresentados os modelos de linhas de recombinação de regiões HII inomogêneas, com variação radial da densidade e temperatura eletrônicas, com o objetivo de comparar os resultados obtidos neste trabalho com outros já publicados. Finalmente, são apresentados os modelos da linha H66 α da nebulosa de Orion e os resultados comparados com os dados obtidos com o radiotelescópio de Itapetinga.

4.1 - COMPARAÇÃO DOS MODELOS NUMÉRICOS COM SOLUÇÕES ANALÍTICAS

Inicialmente foram construídos modelos de linhas de recombinação correspondentes a regiões HII homogêneas e isotrópicas. As linhas estudadas foram H85 α , H109 α , H137 β e H157 γ , as duas últimas com frequências muito próximas à frequência da linha H109 α . Os parâmetros da região HII estudada são:

$$N_e = 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$$

$$T_e = 10^4 \text{ K}$$

$$R_s = 0,24 \text{ pc}$$

$$V_T = 15 \text{ km s}^{-1}$$

onde N_e e T_e representam a densidade e temperatura eletrônica, R_s o raio da nuvem e V_T a velocidade da turbulência. A escolha destes parâmetros assim com das linhas estudadas foi feita para permitir sua comparação com resultados já publicados por outros autores. Para as linhas H85 α e H109 α foram obtidas também, as soluções analíticas. Os resultados dos modelos são apresentados nas Figuras 4.1 e 4.2 e nas Tabelas 4.1 e 4.2. Na Tabela 4.3 são comparados os resultados obtidos neste trabalho com os modelos já publicados.

A Figura 4.1 representa o modelo da linha H85 α . O comportamento da profundidade óptica da linha mais contínuo e contínuo são mostrados na Figura 4.1a e 4.1b. A pequena variação na inclinação das retas nestas figuras mostra a existência de emissão estimulada pelo fato de κ_L ser negativo; o meio é opticamente espesso ($\tau_C > 1$) e o contínuo contribui mais para a opacidade do que a linha. Nas Figuras 4.1c e 4.1d são apresentados os comportamentos da temperatura de brilhância da linha e do contínuo através da nuvem. Em ambas, como o meio é opaco, a temperatura só começa a cair nas proximidades das bordas da nuvem. Na Figura 4.1e é apresentado o perfil da linha.

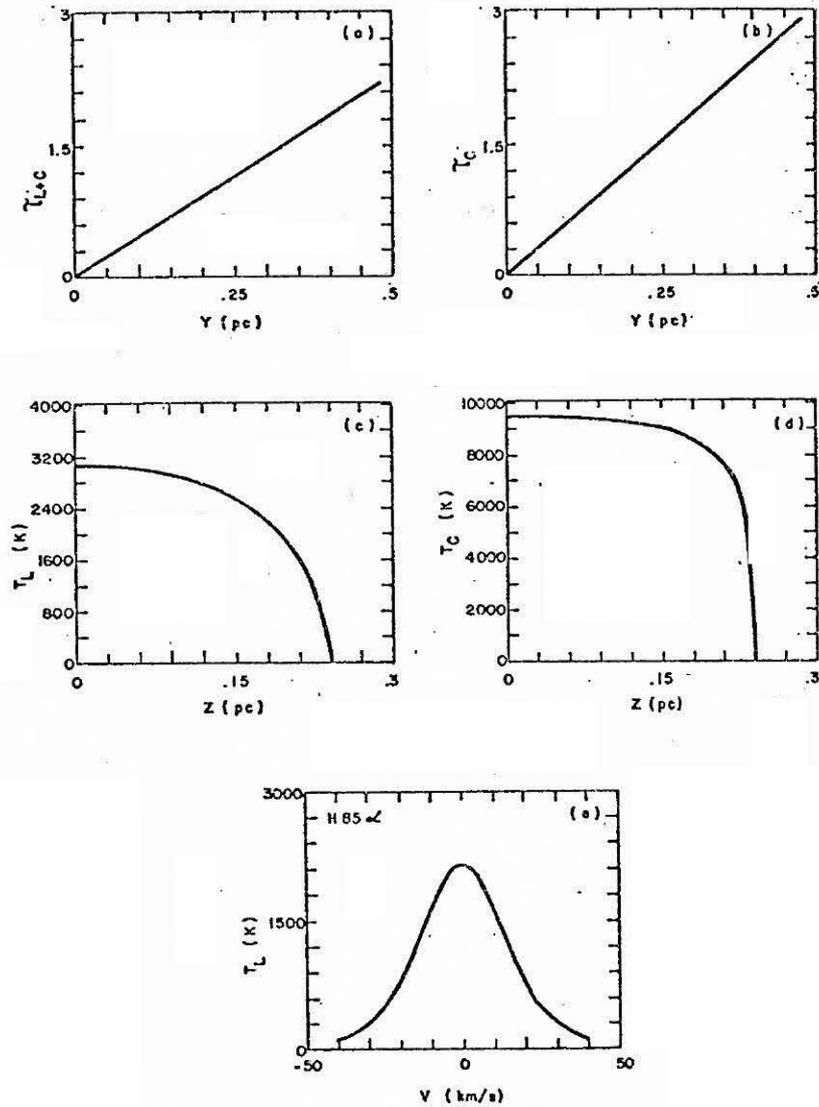


Fig. 4.1 - Linha H85 α para um modelo homogêneo.

- (a) profundidade óptica da linha mais contínuo (τ_{L+C}) ao longo da linha de visada (y); (b) profundidade óptica do contínuo (τ_C) ao longo da linha de visada (y); (c) temperatura de brilho da linha (T_L) através da nuvem (Z); (d) temperatura de brilho do contínuo (T_C) através da nuvem (Z); (e) perfil da linha.

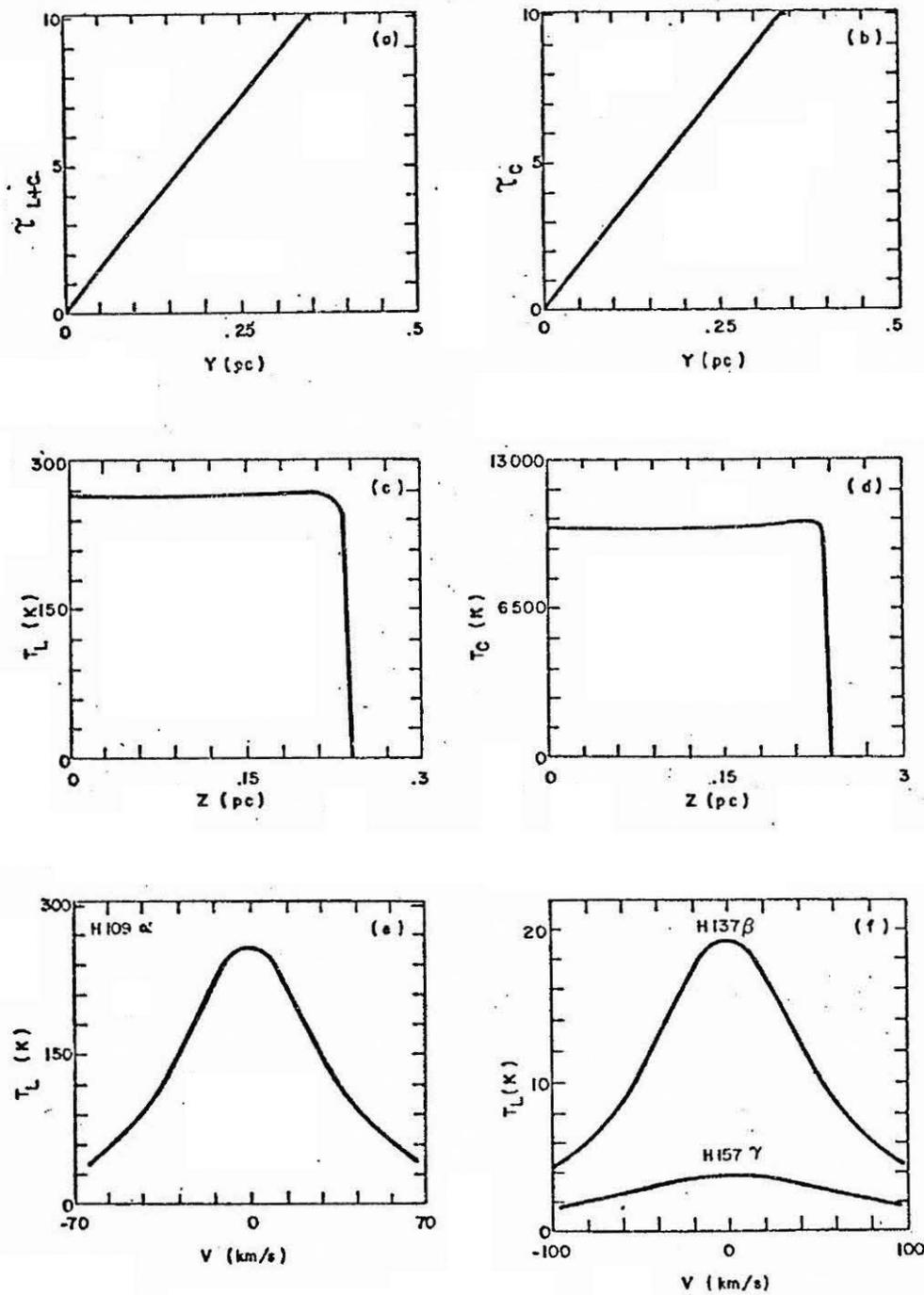


Fig. 4.2 - Linha H109 α para um modelo homogêneo.

- (a); (b); (c); (d) e (e) idem à Figura 4.1; (f) perfis das linhas H137 β e H157 γ .

TABELA 4.1

COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS NUMÉRICOS E ANALÍTICOS DE T_C E T_L
 ATRAVÉS DA NUVEM PRA A LINHA H85 α

Nº da esfera	z pc	T_L K	T_L análit. K	erro %	T_C K	T_C análit. K	erro %
0	.000	3065	3065	.002	9480	9479	-.02
5	.030	3050	3050	.006	9469	9467	-.02
10	.060	3003	3003	.010	9431	9428	-.04
15	.090	2917	2918	.030	9359	9353	-.06
20	.120	2780	2782	.050	9235	9226	-.09
25	.150	2567	2569	.100	9017	9003	-.10
30	.180	2225	2229	.100	8604	8583	-.20
35	.210	1525	1633	.500	7604	7607	-.20
40	.240	0	0		0	0	

TABELA 4.2

COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS NUMÉRICOS E ANALÍTICOS DE T_C E T_L
 ATRAVÉS DA NUVEM PARA LINHA H109 α

Nº da esfera	z pc	T_L K	T_L analit. K	erro %	T_C K	T_C analit. K	erro %
0	.00	265	266	.060	10011	10000	-.1
5	.02	266	266	.060	10011	10000	-.1
10	.04	266	266	.050	10012	10000	-.1
15	.06	266	266	.040	10013	10000	-.1
20	.08	266	266	.200	10015	10000	-.1
25	.10	266	266	-.005	10017	10000	-.2
30	.12	266	266	-.050	10021	10000	-.2
35	.14	267	266	-.010	10028	10000	-.3
40	.16	267	266	-.300	10040	10000	-.4
45	.18	266	266	-.400	10065	9999	-.7
50	.20	268	266	-.800	10125	9996	-1.3
55	.22	265	262	-1.100	10305	9965	-3.4
60	.24	0	0		0	0	

TABELA 4.3

VALORES NUMÉRICOS E ANALÍTICOS MÉDIOS DE T_L E T_C PARA A
A LINHA H85 α

$\Delta\nu$ KHz	$\langle T_L \rangle$ K	$\langle T_{L \text{ analit.}} \rangle$ K	erro %
0.0	2149	2162	.6
172.9	2003	2013	.6
259.3	1835	1845	.6
345.7	1628	1638	.6
432.1	1403	1411	.6
518.6	1178	1184	.6
605.0	966	971	.6
639.5	887	892	.6
812.4	558	562	.6
898.8	436	439	.6
985.2	339	341	.6
1071.7	264	266	.6
1158.1	208	209	.6
1244.5	165	166	.6
1330.9	133	134	.6
1417.4	109	110	.6

Os valores correspondentes à temperatura do contínuo são 8158K (numérica) e 8171 K (analítica), o que dá um erro de 0.3%.

A Figura 4.2 (a, b, c, d, e) mostra o comportamento da linha $H109\alpha$. Nesta linha o meio é ainda mais opaco que na $H85\alpha$, como pode ser visto nas Figuras 4.2a e 4.2b, onde τ_{L+C} atinge o valor 10,0 antes de chegar a borda da nuvem. O perfil da linha $H109\alpha$ é apresentado na Figura 4.2e, onde se pode notar que o alargamento de pressão é muito acentuado. Os mesmos problemas ocorrem nas linhas $H137\beta$ (5005,0 MHz) e $H157\gamma$ (4955,4 MHz) (Figura 4.2f), cujas frequências são muito próximas à da linha $H109\alpha$ (5008,9 MHz).

As Tabelas 4.1 e 4.2 apresentam a comparação entre os resultados numéricos e os analíticos para a frequência central das linhas $H85\alpha$ e $H109\alpha$ respectivamente. A coluna 1 indica o número da camada, a coluna 2 a distância desta camada ao centro da nuvem em pc, as colunas 3 e 4 a temperatura da linha resultante dos cálculos numéricos e analíticos, respectivamente, a coluna 5 o erro no cálculo numérico, obtido da comparação com o cálculo analítico, e as colunas 6, 7 e 8 são os mesmos parâmetros das colunas 3, 4 e 5, só que referentes ao cálculo da temperatura de contínuo. Observa-se que os erros aumentam nas proximidades da borda da nuvem, isto porque o intervalo da integração aumenta na borda (Figura 3.2). No caso da linha $H85\alpha$, a contribuição da região mais externa da nuvem é pequena e estes erros não afetam a temperatura média da nuvem. O caso da linha $H109\alpha$ (Tabela 4.2) é mais crítico pelo fato do meio ser muito opaco, sendo necessário um número muito grande de divisões ao longo de visada para se assegurar que a variação da profundidade de óptica entre duas camadas adjacentes não seja grande.

Os valores médios, analíticos e numéricos, de T_C e de T_L para a frequência central e frequências adjacentes são apresentados na Tabela 4.3 para a linha $H85\alpha$.

Na Tabela 4.4 são comparados os resultados obtidos neste trabalho com os resultados de Viner et alii (1979) para as linhas H85 α , H109 α , H137 β e H157 γ . A coluna 1 indica o tipo de transição, a coluna 2 a respectiva frequência, a coluna 3 mostra a temperatura de contínuo (T_C). Nas colunas 4 e 5 estão os valores da temperatura de linha (T_L) calculada segundo o modelo proposto neste trabalho e aqueles obtidos através do modelo de Viner (T_L Viner), respectivamente. As colunas 6 e 7 representam a razão entre a temperatura de linha e de contínuo calculada através do modelo aqui proposto (T_L/T_C) e através do modelo de Viner (T_L/T_C Viner), respectivamente. As colunas 8 e 9 indicam a largura a meia potência calculada segundo modelo proposto ($\Delta\nu$) e segundo o modelo de Viner ($\Delta\nu$ Viner), respectivamente. A coluna 10 representa a profundidade óptica da linha mais contínuo para o centro da nuvem (τ_{L+C}), e a coluna 11 indica a temperatura eletrônica em ETL (Te^*). Nesta tabela verifica-se que os resultados obtidos neste trabalho são consistentes com os de Viner e as temperaturas de ETL são muito diferentes da temperatura eletrônica admitida para o modelo proposto, devido às características físicas escolhidas para as regiões HII. Nos resultados publicados, normalmente as regiões HII são consideradas homogêneas e isotrópicas, em ETL e se considera somente o alargamento Doppler. Assim, calcula-se Te^* através da fórmula

$$Te^* = 26630 \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{1,826} \left[\left(\frac{\Delta\nu}{\text{KHz}} \frac{T_L}{T_C} \right)^{-1} \left(1 + \frac{N_{\text{He}^+}}{N_{\text{H}^+}} \right)^{-1} \frac{m-n}{n} \frac{f}{\text{nm}} \right]^{0,87} \quad 4.1$$

TABELA 4.4

COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS OBTIDOS NESTE TRABALHO PARA OS MODELOS
HOMOGÊNEOS E OS DE VINER ET ALII (1979)

Linha	Freq MHz	T _C K	T _L K	T _L Viner K	T _L /T _C %	T _L /T _C Viner %	Δv MHz	Δv Viner MHz	T _L -C	T _e * K	Nº de divisões (*)
R55α	10522.0	8158.8	2149.9	2176.0	26.4	26.6	1.12	1.16	2.2	3047.3	80
H109α	5008.9	9999.5	259.7	266.0	2.6	2.7	1.07	1.12	10.0	5952.9	120
H137β	5005.0	10083.5	19.4	19.4	0.2	0.2	1.86	2.04	10.0	11641.4	80
H157δ	4955.4	10094.5	3.7	3.9	0.04	0.04	2.77	2.73	10.0	16835.9	80

(*) Número de divisões feitas ao longo da linha de visada em direção ao centro da nuvem.

Na Tabela 4.5 apresentamos as características físicas das regiões modeladas. A medida de emissão do contínuo (pc cm^{-6}) informa sobre a natureza da região (ver Tabela 4.6, Habing e Israel (1979)). Ela é definida como

$$\text{M.E.} = \int_0^L \text{Ne Nit dl} \quad (4.2)$$

onde L é espessura da nuvem, Ne a densidade eletrônica e Nit a densidade de íons. O valor médio da medida de emissão para toda a fonte é dado por

$$\langle \text{M.E.} \rangle_{\text{fonte}} = \frac{\int_0^{R_s} \text{M.E. dV}}{(4\pi R_s^3/3)} \quad (4.3)$$

onde R_s é o raio da região HII.

TABELA 4.5

CARACTERÍSTICAS FÍSICAS DOS MODELOS HOMOGÊNEOS

Medida da emissão do centro da nuvem	$1.3 \cdot 10^9 \text{ pc cm}^{-6}$
Medida da emissão da nuvem	$7.6 \cdot 10^8 \text{ pc cm}^{-6}$
Parâmetro de excitação	326 pc cm^{-2}
Frequência de "turnover"	14 GHz

TABELA 4.6

CLASSIFICAÇÃO DE REGIÕES HII (HABING E ISRAEL, 1979)

Classe	Definição			Propriedades		
	Ne cm ⁻³	R _S pc	M.E. pc/cm ⁶	Natureza	Aparência Óptica	Massa ionizada M _⊙
I	>3000	<.15	>10 ⁶	Ultra-compacta	Obscura	10 ⁻²
II	>1000	.1-1.0	>10 ⁵	Compacta	Fortemente avermelhada	1
III	100-3000	.15-10	10 ⁴ - 3 10 ⁶	Densa	Parcialmente Obscura	10
IV	100-100	1-30	5 10 ² - 1 10 ⁵	Clássica	Glóbulos	10-500
V	3-50	10-300	<5 10 ⁵	Gigante	Complexa ou difusa	500-5 10 ⁶
VI	10	>100	<1 10 ⁵	Super-gigante	Sem-estrutura	10 ⁶ -10 ⁸

O parâmetro de excitação informa sobre a natureza da fonte excitadora, particularmente quando a região HII é esférica e livre de pó. Nos casos mais complicados, o parâmetro de excitação representa somente um limite inferior. Se uma fonte de ionização muito forte estiver presente, ela não pode criar uma região HII esférica mais estensa simplesmente por causa da absorção dos fótons pelo pó. O parâmetro de excitação ($pc\ cm^{-2}$) é dado por

$$u = R_s \langle Ne \rangle^{2/3} \quad (4.4)$$

onde $\langle Ne \rangle$ é a densidade volumétrica média dada por

$$\langle Ne \rangle = \frac{\int_0^{R_s} Ne\ dV}{(4\pi R_s^3/3)} \quad (4.5)$$

A frequência de "turnover" (ν_t) que representa a transição da região opticamente fina para a região opticamente espessa ($\tau_C = 1,5$), é dada por (Lang, 1974)

$$\nu_t \cong 0,3 (T_e^{1,35} \langle M.E. \rangle_{\text{fonte}})^{1/2} \quad (4.6)$$

onde ν_t é dada em GHz.

Para as frequências de rádio ($h\nu \ll kTe$) o espectro de radiação é quase plano para frequências $\nu > \nu_t$. Para frequências $\nu < \nu_t$, o espectro de radiação é igual ao de um corpo negro, variando proporcionalmente a ν^2 .

Verifica-se que o modelo utilizado por Viner et alii (1979) não é realístico para regiões HII, pois para uma estrela do tipo O4 o parâmetro de excitação está próximo a $100\ pc\ cm^{-2}$. Mas neste modelo, o parâmetro de excitação é da ordem de $300\ pc\ cm^{-2}$ acentuando assim o efeito da

emissão estimulada. A medida de emissão também é muito alta, da ordem de 10^9 pc cm^{-6} para uma região com raio de 0,24 pc, sugerindo desta forma regiões pequenas e muito compactas. Entretanto, as regiões HII são geralmente extensas e a média da emissão não é maior do que 10^6 pc cm^{-6} (Habing e Israel, 1979).

4.2 - MODELOS INOMOGÊNEOS

No caso de modelos esféricos com a variação radial da densidade, usamos os valores característicos do modelo de Viner et alii (1979), isto é,

$$N_e = 10^5 \exp(-700 r^2), \text{ cm}^{-3}$$

$$T_e = 10^4 \text{ K}$$

$$R_s = 0,10 \text{ pc}$$

$$V_T = 15 \text{ km/s}$$

Nas Figuras 4.3a e 4.3b são apresentados o comportamento da profundidade óptica de linha mais contínuo e do contínuo, respectivamente, para a linha H85 α . A grande semelhança entre estas duas figuras mostra que o contínuo contribui muito mais para a opacidade do que a linha. Ambas aumentam rapidamente na região central devido à variação muito grande da densidade. Por essa mesma razão T_L e T_C , tornam-se quase nulas a partir da metade da nuvem, como pode-se ver nas Figuras 4.3c e 4.3d. Neste modelo os efeitos de alargamento de pressão são também mais fortes perto do centro. A Figura 4.3e mostra o perfil desta linha.

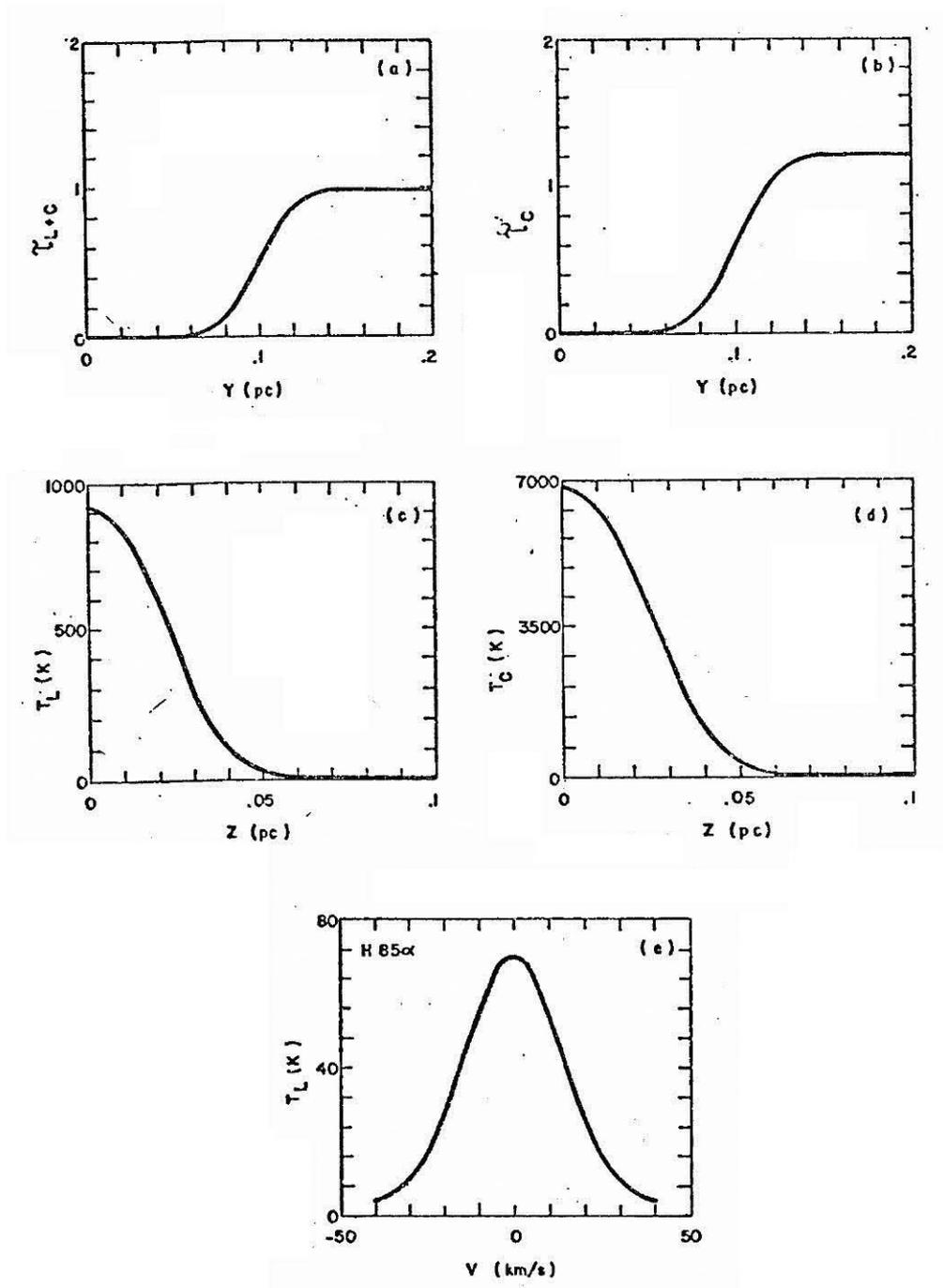


Fig. 4.3 - Linha H85 α para um modelo de densidade eletrônica variável.

- (a); (b); (c); (d) e (e) o idem à Figura 4.1.

A linha H109 α tem características semelhantes às da linha H85 α , porém a profundidade óptica e o alargamento de pressão são mais acentuadas (ver Figuras 4.4). A emissão estimulada neste modelo é mais forte nas bordas da nuvem, sendo pequena no centro. Isto produz um aumento da temperatura da linha ao se afastar do centro da nuvem como mostra a Figura 4.4c. Os perfis das linhas H137 β e H157 γ são apresentados na Figura 4.4f.

Os resultados dos modelos para as linhas H85 α , H109 α , H137 β e H157 γ são apresentados na Tabela 4.7. Os parâmetros desta tabela são os mesmos apresentados na tabela 4.4, só que agora obtidos a partir de um modelo inhomogêneo

A Tabela 4.8 apresenta a medida de emissão do centro da nuvem, a medida de emissão de toda a fonte, a densidade eletrônica média, a temperatura eletrônica média, o parâmetro de excitação e a frequência de "turnover" para o modelo de densidade variável descrito anteriormente e para o modelo de temperatura variável que será descrito logo a seguir. Na coluna 2 da Tabela 4.8 estão os parâmetros físicos correspondentes a este modelo de densidade variável.

Neste modelo, apesar do parâmetro de excitação se mostrar compatível com o esperado para regiões HII, a medida de emissão é muito alta.

Para o caso de um modelo esférico com densidade eletrônica constante e temperatura eletrônica com variação radial usa-se as mesmas condições físicas usadas por Viner et alii (1979) isto é,

$$T_e = 14000 - 10^7 r^2, \text{ K}$$

$$N_e = 4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$$

$$R_s = 0,026 \text{ pc}$$

$$V_T = 15 \text{ km s}^{-1}$$

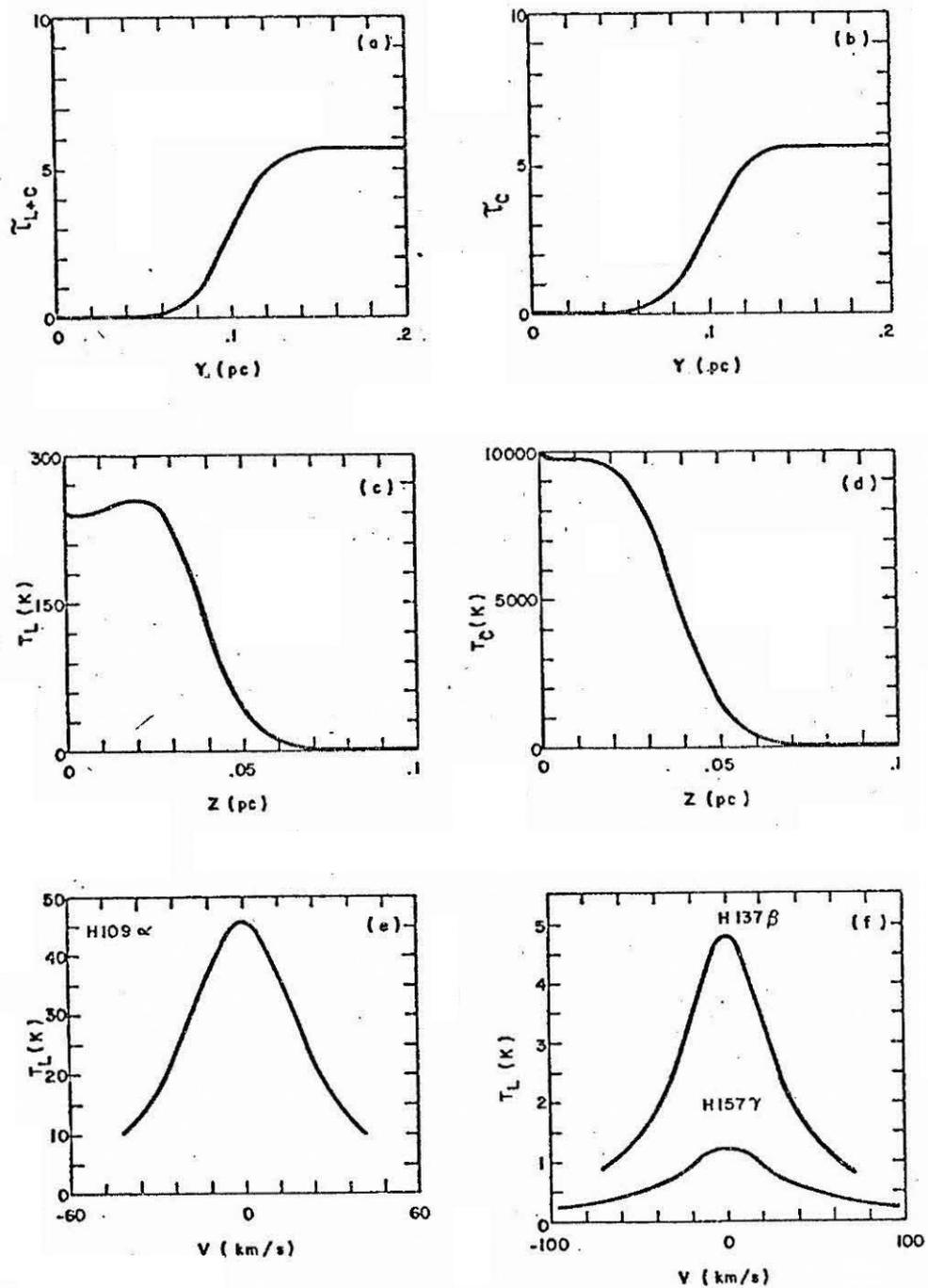


Fig. 4.4 - Linha H109 α para um modelo de densidade eletrônica variável.

- (a); (b); (c); (d) e (e) idem à Figura 4.1;
(f) perfis das linhas H137 α e H157 γ .

TABELA 4.7

COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS OBTIDOS NESTE TRABALHO PARA MODELOS INOMOGÊNEOS E OS DE VINER ET ALII (1979)

Linha	Freq MHz	T _C K	T _L K	T _L Viner K	T _L /T _C %	T _L /T _C Viner %	Δv MHz	Δv Viner MHz	τ _{L+C}	Te* K	Nº de Divisões (*)
H85α	10522.0	631.4	70.4	72.8	11.2	11.4	1.18	1.18	1.0	6036.0	80
H109α	5008.9	1608.8	45.5	47.6	2.8	2.9	0.82	0.93	5.6	7663.3	80
H137β	5005.0	1910.0	4.8	5.0	0.3	0.3	1.05	1.30	5.6	13453.8	80
H157γ	4955.4	1624.5	1.3	1.3	0.08	0.08	1.38	1.44	5.7	16889.0	80
H109α(+)	5008.9	4644.3	91.9	100.0	2.0	2.1	0.93	...	0.8	8800.0	60

(*) Número de divisões feitas ao longo da linha de visada em direção ao centro da nuvem.

(+) Modelo para Ne constante e Te variando radialmente.

TABELA 4.8

CARACTERÍSTICAS FÍSICAS DOS MODELOS DE DENSIDADE E
TEMPERATURA ELETRÔNICA VARIÁVEIS

MODELO	Densidade variável	Temperatura variável
Medida da emissão do centro da nuvem (pc cm^{-6})	$5.1 \cdot 10^8$	$8.9 \cdot 10^7$
Medida da emissão da nuvem (pc cm^{-6})	$1.3 \cdot 10^7$	$5.2 \cdot 10^7$
Densidade eletrônica média (cm^{-3})	$7.2 \cdot 10^3$	$4.0 \cdot 10^4$
Temperatura eletrônica média (K)	$1.0 \cdot 10^4$	$1.0 \cdot 10^4$
Parâmetro de excitação (pc cm^{-2})	37	30
Frequência de "turnover" (GHz)	2	4

Neste modelo, as profundidades ópticas da linha mais contínuo e contínuo, aumentam muito rapidamente a partir da borda de nuvem, o que pode ser visto nas Figuras 4.5a e 4.5b respectivamente. O meio se aproxima da transição entre opticamente fino e opticamente espesso, fazendo com que a temperatura de brilhância caia mais lentamente através da nuvem (ver Figuras 4.5c e 4.5d). A Figura 4.5e mostra o perfil da linha H109 α .

As temperaturas de brilhância da linha e do contínuo na frequência de transição H109 α são dadas na última linha da Tabela 4.7, mostrando boa concordância entre os resultados obtidos por Viner et alii (1979) e aqueles obtidos através deste modelo.

As características físicas deste modelo são apresentadas na última coluna da Tabela 4.8. Pela medida de emissão calculada e o raio considerado esta nuvem seria bastante compacta.

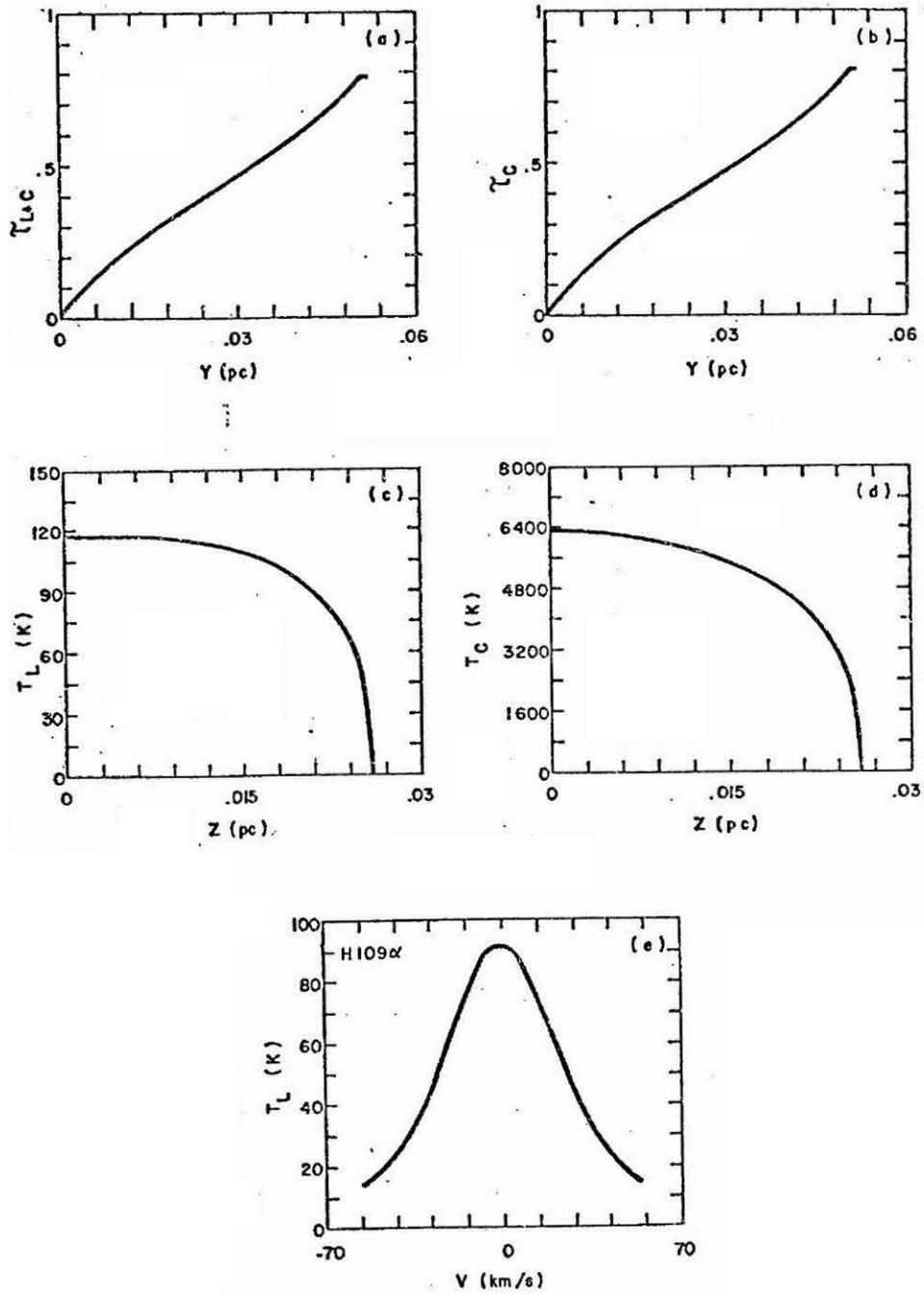


Fig. 4.5 - Linha H109 α para um modelo de temperatura eletrônica variável.

- (a); (b); (c); (d) e (e) idem à Figura 4.1

4.3 - SIMULAÇÃO DE PERFIS OBTIDOS COM O RADIOTELESCÓPIO DE ITAPETINGA

Nesta seção são apresentados modelos para a linha de recombinação $H66\alpha$ (22364,17 MHz), proveniente de regiões HII que possuem parâmetros físicos realísticos, sendo estas linhas detectadas com o radiotelescópio do Itapetinga que possui um feixe de 4' na frequência estudada. Os resultados apresentados são a temperatura de antena da linha e do contínuo, obtidos da convolução da temperatura de brilho da região estudada com a forma do feixe da antena (Equação 3.2).

Dois tipos de modelos foram utilizados: no primeiro o tamanho angular da região HII é menor do que o feixe da antena (3') e no segundo caso, muito maior (16'). As dimensões físicas das nuvens (em parsecs) correspondentes a estes tamanhos angulares foram calculados para a distância da nebulosa de Orion. Em todos os modelos a temperatura eletrônica foi considerada constante em toda nuvem. A densidade eletrônica foi considerada constante ou variando exponencialmente com o raio da nuvem. As distribuições de densidade dentro das nuvens também são compatíveis com modelos da nebulosa de Orion (Osterbrock e Flather, 1959; Menon, 1961).

Na Tabela 4.9 são apresentados os resultados de modelos de regiões HII, com temperatura eletrônica constante (8000 K), e densidade constante ($N_e = 5000 \text{ cm}^{-3}$); com densidade variando com o raio segundo uma lei semelhante à obtida por Osterbrock e Flather (1959) a partir das linhas do OII e modelos com uma variação de densidade próxima à deduzida por Menon (1961) a partir de observações no contí

nuo em rádio, apresentadas na Figura 4.6. Estes modelos foram obtidos para dimensões da nuvem de 0.44 pc (3') e de 2.32 pc (16'). A coluna 1 da Tabela 4.9 mostra o número que identificará o modelo. As colunas 2 e 3 apresentam coeficientes a e b , respectivamente, das curvas do tipo $\log(N_e) = ar + b$ ajustadas neste trabalho. As colunas 4 e 5 fornecem os raios utilizados em cada modelo em minutos de arco e em parsecs, respectivamente. A coluna 6 representa a densidade eletrônica central. As colunas 7 e 8 indicam temperatura da antena da linha e do contínuo respectivamente, a coluna 9 representa a razão entre a temperatura da linha e a do contínuo, a coluna 10 mostra a largura da linha a meia potência e a coluna 11 a profundidade óptica da linha mais contínuo para o centro da nuvem. Nas colunas 12 e 13 são representadas as temperaturas eletrônicas admitidas nos modelos e aqueles calculados em ETL. Na Tabela 4.10 apresentamos alguns parâmetros físicos das nuvens.

Nas Figuras 4.7 a 4.12 estão representadas algumas das características destes modelos: (a) profundidade óptica de linha mais contínuo ao longo da linha de visada τ_{L+C} , (b) profundidade óptica do contínuo τ_C , (c) temperatura de brilhância do pico da linha em função da distância ao centro da nuvem, (d) temperatura de brilhância do contínuo e (f) perfil da linha integrado pelo feixe da antena (4').

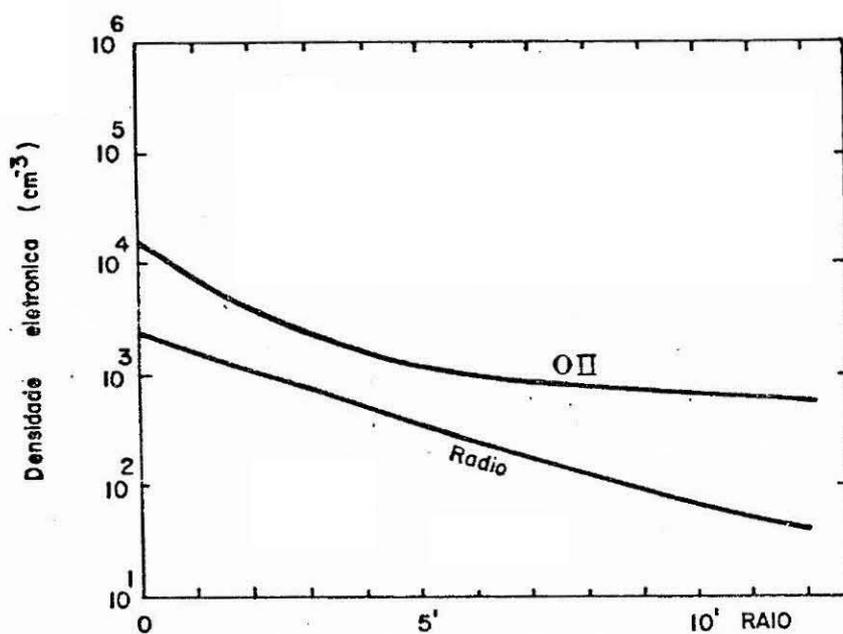


Fig. 4.6 - Distribuições da densidade eletrônica de Orion A.

- A curva de OII foi obtida por Osterbrock e Flater (1959) e a curva em rádio por Menon (1961).

TABELA 4.9

RESULTADOS DOS MODELOS PARA CURVAS DE DENSIDADE DA

FORMA $\text{LOG}(\text{Ne}) = a r + b$ NA LINHA H66 α

No. do modelo	a	b	raio r	raio pc	Ne cm ⁻³	T _L K	T _C K	T _L /T _C λ	Δν MHz	v _{L+C}	Te K	Te* K
1	0.00	3.70	1.5	0.22	5000	2.02	10.45	19.35	2.25	-0.039	8000	3717.18
2	0.00	3.70	8.0	1.16	5000	91.38	284.62	32.11	2.18	-0.21	8000	5767.04
3	-1.50	4.18	1.5	0.22	15000	7.46	32.02	23.28	2.24	-0.12	8000	7450.69
4	-1.50	4.18	8.0	1.16	15000	24.00	98.93	24.26	2.25	-0.17	8000	7160.34
5	-1.72	3.40	1.5	0.22	2512	0.13	0.78	16.29	2.27	-0.0067	8000	10047.86
6	-1.72	3.40	8.0	1.16	2512	0.32	2.04	15.70	2.30	-0.0082	8000	10357.73

TABELA 4.10

CARACTERÍSTICAS FÍSICAS DOS MODELOS PARA A LINHA H66 α

Nº do Modelo	M.E. centro pc cm ⁻⁶	<M.E.> fonte pc cm ⁻⁶	<Ne> cm ⁻³
1	1.16E7	6.86E6	5000
2	6.21E7	3.66E7	5000
3	5.41E7	1.90E7	8606.5
4	6.93E7	1.80E6	1053.8
5	1.40E6	4.54E5	1333.9
6	1.70E6	3.02E4	129.31

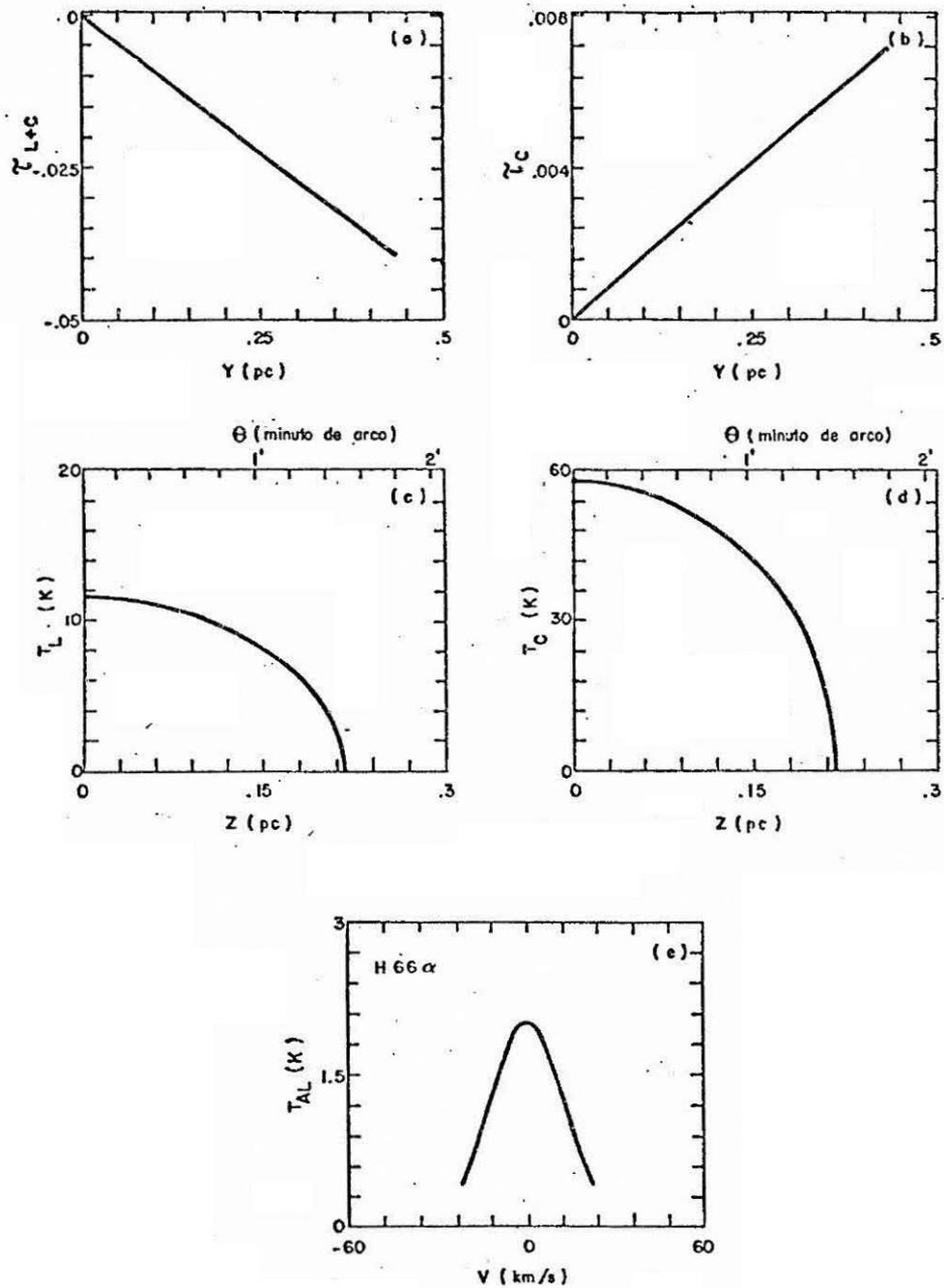


Fig. 4.7 - Linha H66 α (modelo 1) para uma nuvem homogênea ($N_e = 5000 \text{ cm}^{-3}$) e isotrópica ($T_e = 8000 \text{ K}$), raio de 1.5' e largura Doppler (Δv_D) igual a 30 km/s.
- (a); (b); (c); (d) idem à Figura 4.1; (e) perfil da temperatura de antena da linha (T_{AL}).

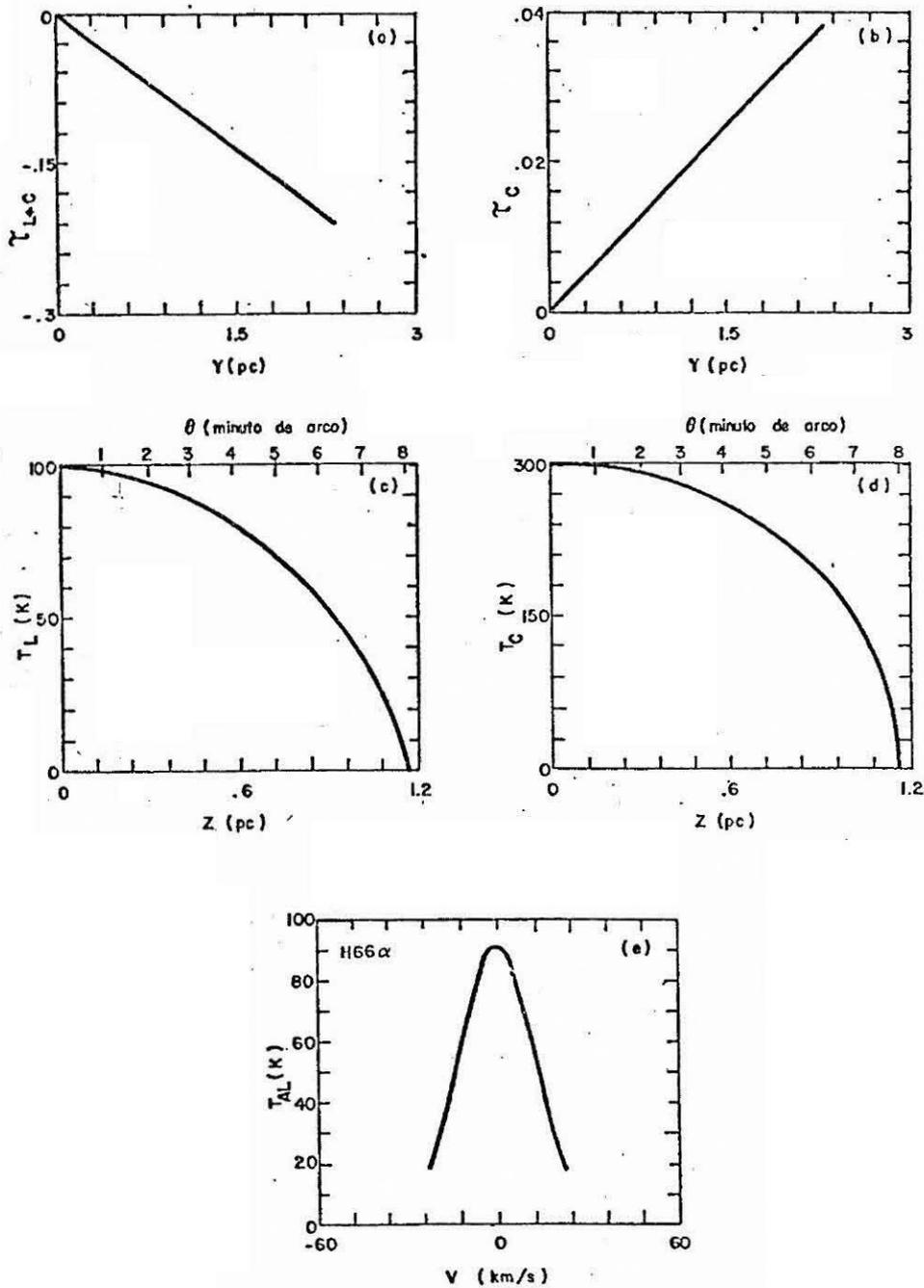


Fig. 4.8 - Linha H66 α (modelo 2) para uma nuvem homogênea ($N_e = 5000 \text{ cm}^{-3}$) e isotrópica ($T_e = 8000 \text{ K}$), raio de 8' e largura Doppler (Δv_D) igual a 30 km/s.
- (a); (b); (c); (d) idem à Figura 4.1; (e) perfil da temperatura de antena de linha (T_{AL}):

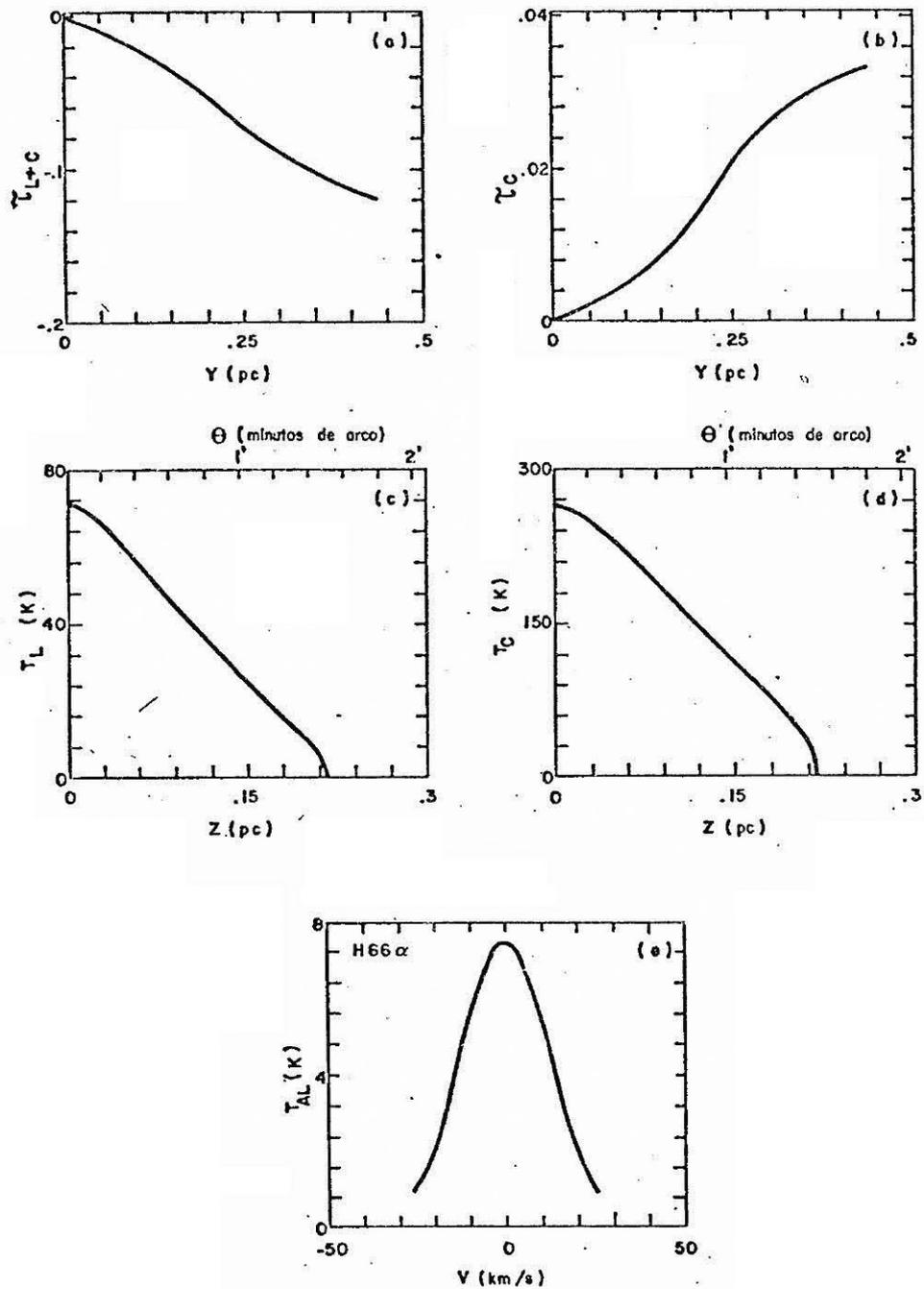


Fig. 4.9 - Linha H66 α (modelo 3) para uma nuvem inhomogênea ($\log(N_e) = 1.50r + 4.18$) e isotrópica ($T_e = 8000K$), raio de 1.5' e largura Doppler (Δv_D) igual a 30 km/s.

- (a); (b); (c); (d) idem à Figura 4.1; (e) perfil da temperatura de antena de linha (T_{AL}).

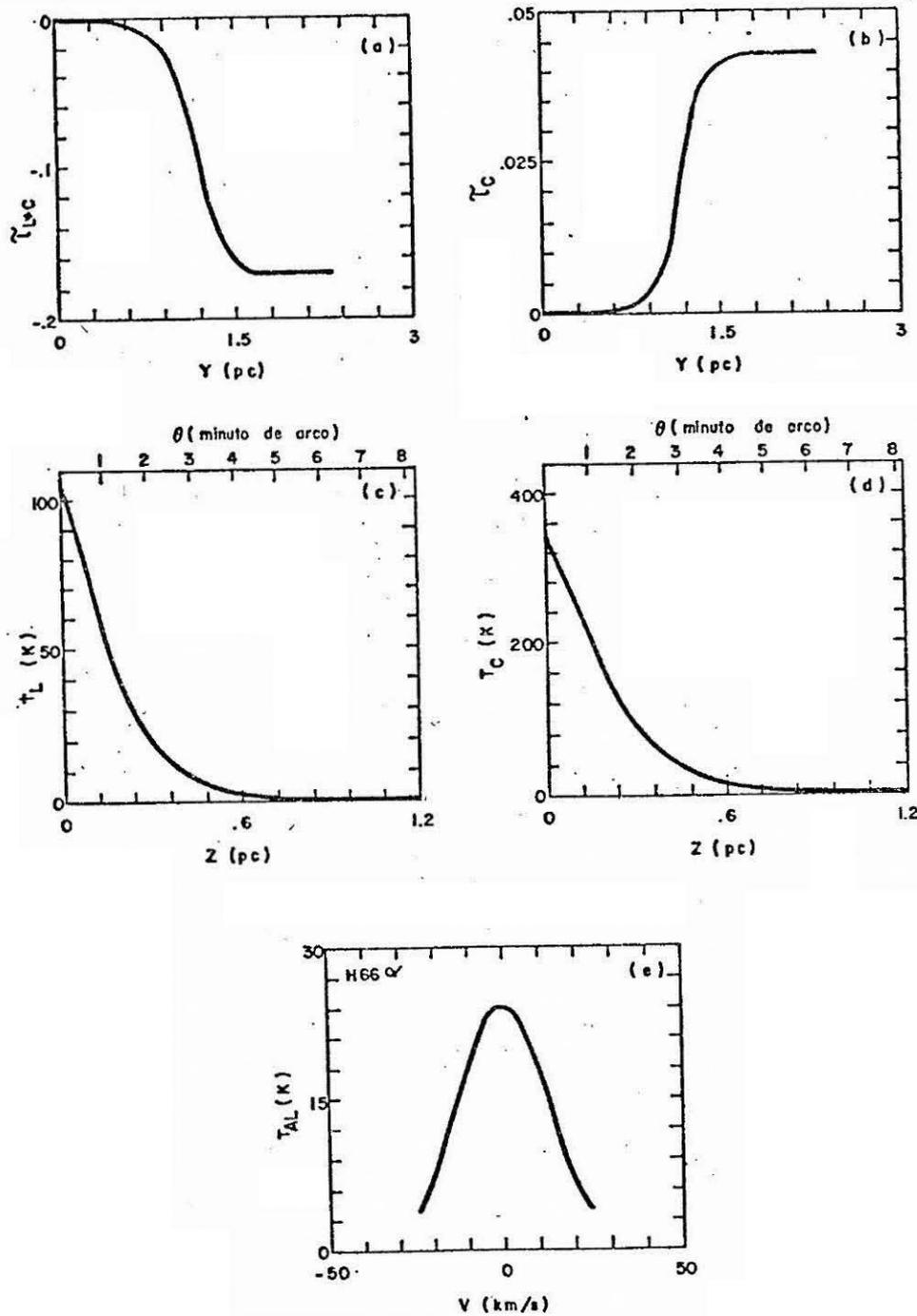


Fig. 4.10 - Linha H66 α (modelo 4) para uma nuvem inhomogênea ($\log(N_e) = 1.50r + 4.8$) e isotrópica ($T_e=8000$ K), raio de 8' e largura Doppler (Δv_D) igual a 30 km/s.

- (a); (b); (c); (d) idem à Figura 4.1; (e) perfil da temperatura de antena de linha (T_{AL}).

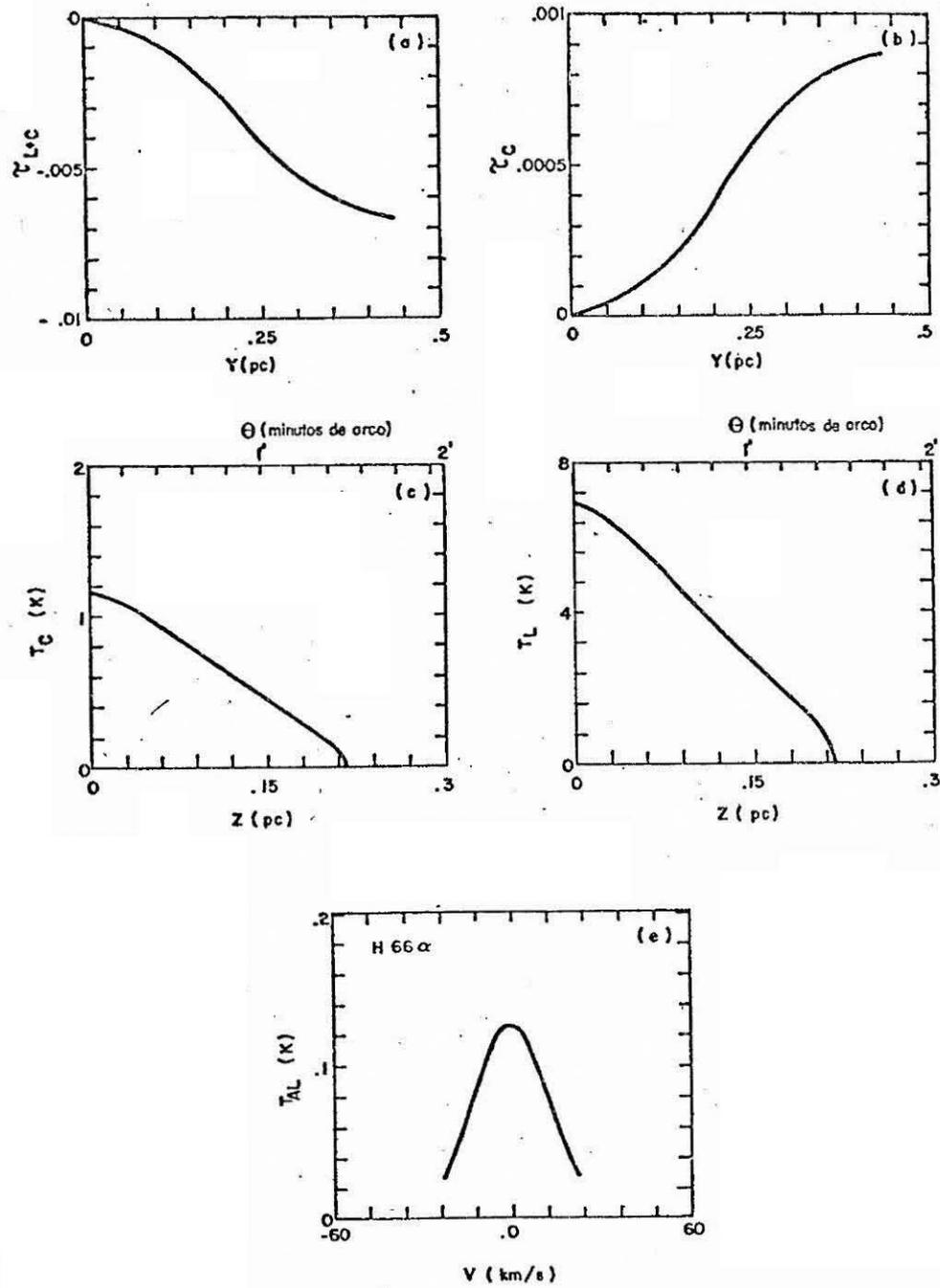


fig. 4.11 - Linha H66 α (modelo 5) para uma nuvem inhomogênea ($\log(N_e) = -1.72r + 3.40$) e isotrópica ($T_e=8000$ K), raio de 1.5' e largura Doppler (Δv_D) igual a 30 km/s.

- (a); (b); (c); (d) idem à Figura 4.1; (e) perfil da temperatura de antena de linha (T_{AL}).

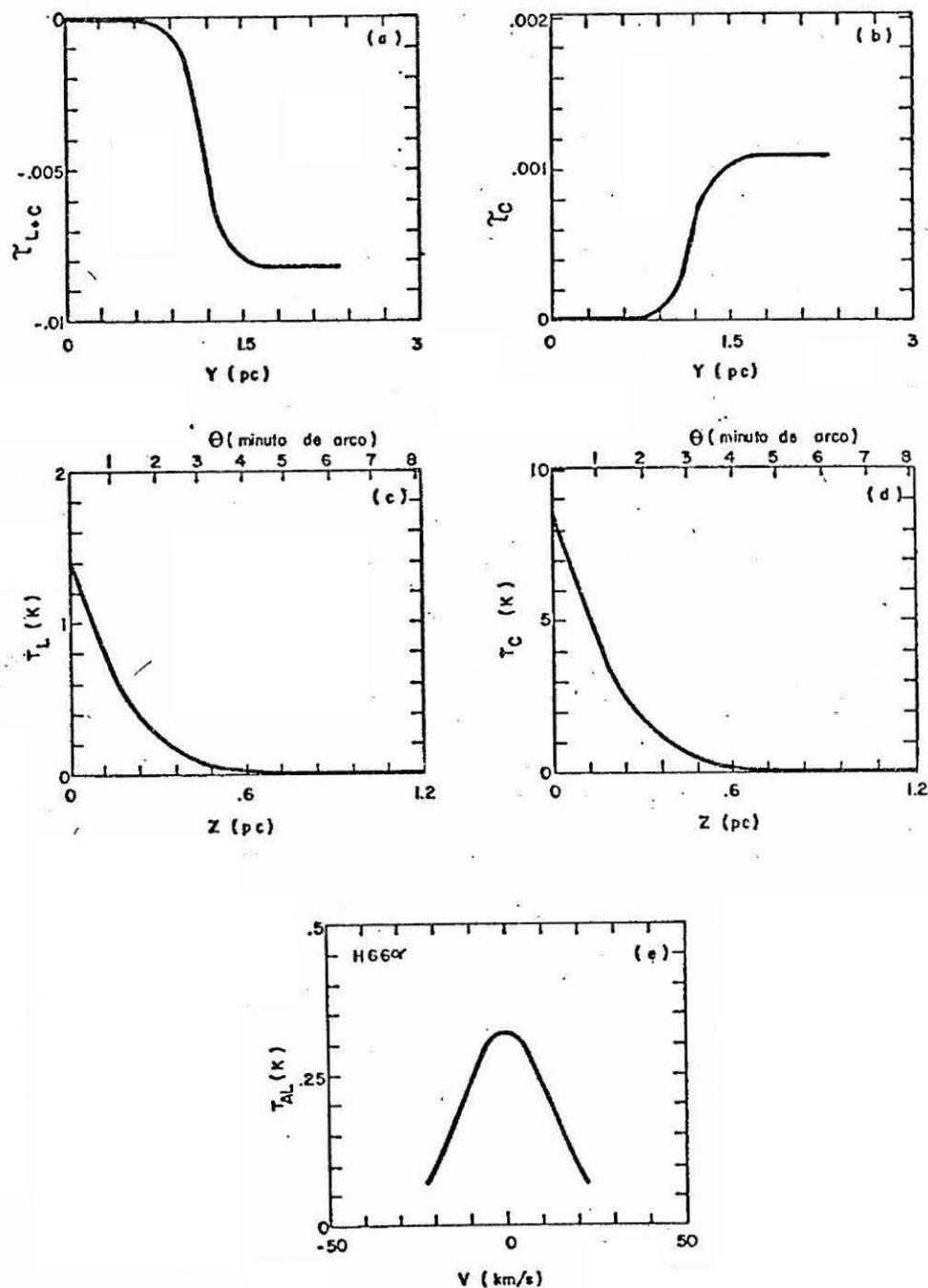


Fig- 4.12 - Linha H66 α (modelo 6) para uma nuvem inhomogênea ($\log(N_e) = -1.72 r + 3.40$) e isotrópica ($T_e=8000$ K), raio de 8' e largura Doppler (Δv_D) igual a 30 km/s.

- (a); (b); (c); (d) idem a Figura 4.1; (e) perfil da temperatura de antena de linha (T_{AL}).

Os resultados mais importantes obtidos da análise destes modelos são:

- a) Em todos eles $\tau_C \ll 1$, resultado já esperado para a linha H66 α proveniente de regiões HII normais.
- b) A profundidade óptica da linha mais contínuo (τ_{L+C}) é negativa, indicando a existência de radiação estimulada na frequência da linha em valores superiores à absorção do contínuo. Este resultado é muito importante porque a contribuição da radiação estimulada foi sempre considerada pequena.
- c) A dimensão física da nuvem influi muito nas temperaturas de antena calculada, não tanto por sua relação com o tamanho do feixe mas por sua contribuição ao longo da linha de visada.
- d) Os valores calculados para a temperatura eletrônica em ETL são bem diferentes dos valores admitidos.
- e) A relação entre temperatura da linha e temperatura do contínuo é quase independente da dimensão da nuvem, exceto para o caso de densidade eletrônica constante. O mesmo acontece com a largura da linha, portanto a temperatura de ETL parece depender somente da densidade central e da distribuição de densidade dentro da nuvem.

Na Tabela 4.11 são apresentados modelos de regiões HII com distribuição de densidade semelhante à de Me non (1961) e distintos valores de temperatura eletrônica e de largura Doppler. Na coluna 1 está o número que identifica o modelo; na coluna 2 na largura Doppler à meia potência, a coluna 3 indica a temperatura eletrônica admitida para cada modelo, as colunas 4 e 5 mostram as temperaturas de antena da linha e do contínuo, respectivamente e na coluna 6 está representada a razão entre a temperatura da linha e a temperatura do contínuo, a coluna 7 mostra a largura da linha à meia potência, a coluna 8 indica a profundidade óptica da linha mais contínuo no centro da nuvem e na coluna 9 está a temperatura eletrônica em ETL.

Comparando-se os modelos com $T_e = 8000 \text{ K}$ e $T_e = 10000 \text{ K}$ vê-se que o efeito do aumento da temperatura eletrônica leva à diminuição da temperatura da antena da linha e do contínuo.

A diminuição da largura Doppler da linha não afeta o contínuo, mas produz uma diminuição na largura da linha a meia potência e um aumento na intensidade do pico.

Na penúltima linha da Tabela 4.11 se repete o resultado para o raio de $8'$ e na última linha são apresentados os dados obtidos observacionalmente por Abraham et alii (1980). Este modelo é o que mais se aproxima dos dados observacionais para o raio de $8'$ sendo necessário diminuir a temperatura eletrônica e a largura Doppler a meia potência, para se obter um melhor ajuste.

TABELA 4.11

RESULTADOS DOS MODELOS PARA A CURVA DE DENSIDADE LOG(Ne) = - 1.72r + 3.40
COM DISTINTOS VALORES DE TEMPERATURA ELETRÔNICA E ALARGAMENTO DOPPLER

Nº do modelo	Raio	Δv_D Km/s	Te K	T_L K	T_C K	T_L/T_C %	Δv MHz	T_{L+C}	Te K
5	1.5	30	8000	0.13	0.78	16.3	2.27	-0.0067	10047.86
7	1.5	26	8000	0.15	0.78	18.7	1.97	-0.0078	10080.91
8	1.5	30	10000	0.09	0.73	12.6	2.27	-0.0042	12598.65
9	1.5	26	7500	0.16	0.80	20.2	1.97	-0.0089	9430.47
6	8.0	30	8000	0.32	2.04	15.7	2.30	-0.0082	10257.73
Obser.				0.54	2.69	20.0	1.74		10730

CAPÍTULO 5

CONCLUSÃO

Os modelos propostos neste trabalho para as linhas de recombinação são consistentes com os obtidos por outros autores. Na resolução da equação de transferência radiativa aproveitamos a simetria esférica proposta para a nuvem, para diminuir o tempo de integração numérica. O fato de se utilizar um passo de integração variável fora do centro da nuvem não afeta os resultados, como pode ser visto na comparação com os modelos de Viner et alii (1979) que utiliza grade retangular. Outra característica do programa desenvolvido é que permite calcular temperaturas de antena a partir das temperaturas de brilhância para tamanhos de feixe de antena diferentes.

As conclusões relacionadas com a emissão estimulada obtidas por Viner et alii (1979) e Brown, Lockman, Knapp (1978) se baseiam em modelos não realísticos de regiões HII. No entanto, foi mostrado que a presença da radiação estimulada em pequena proporção na linha $H66\alpha$ influi fortemente no perfil da mesma e leva a resultados muito diferentes dos reais quando se utiliza a teoria de ETL para o cálculo da temperatura eletrônica.

No futuro se pretende incluir no programa de simulação das linhas de recombinação os efeitos de rotação, expansão ou contração da nuvem.

Dessa forma será possível, obter os valores da temperatura eletrônica e uma boa aproximação da distribuição de densidade da nebulosa de Orion utilizando os dados da linha $H66\alpha$ obtidos com o radiotelescópio de Itapetinga.

Modêlos da mesma linha obtidos com feixe diferente (Wilson e Pauls, 1979) em distintas regiões da nebulosa permitirão confirmar as suas condições físicas e transições com outros números quânticos poderão também ser modelados.

Finalmente, o modelo deverá ser aplicado a um estudo da variação da temperatura eletrônica com a distância ao centro galático (Wilson et alii, 1979), assunto muito interessante e ainda controverso.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABRAHAM, Z.; LEPINE, J.R.D.; BRAZ, M.A. H66 α radio recombination line observations of southern HII regions. *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 193:737-747, 1980.
- ALLER, L.H. *Gaseous Nubulae*, Chapman and Hall, Londo, 1956.
- BALICK, B.; GAMMON, R.H.; DOHERTY, L.H. The structure of the Orion Nebula. I. Observations of the C85 α recombination line. *Astrophysical Journal*, 180:45-52, Feb. 1974.
- BROCKEHURST, M. Level populations of hydrogen in Gaseous Nebulae. *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 148:417-434, 1970.
- BROCKLEHURST, M.; SEATON, M.F. On the interpretation of radio recombination line observations. *Monthly Notices of Royal Society*, 157, 179-210, 1972.
- BROWN, R.L.; LOCKMAN, F.J.; KNAPP, G.R. Radio recombination lines. *Annual Review Astronomy and Astrophysics*, 16:445-485, 1978.
- BATTY, M.F. Low frequency recombination lines from southern nebulae. *Monthly Notices of Royal Society*, 168:37p-44p, 1974.
- CELINIK, W.E. The Rosette Nebula. II. Radio continuum and recombination line observations. *Astronomu and Astrophysics*, 144:171-178, 1985.
- CESARSKY, D.A. A search for deuterium recombination-line emission from Orion A. *Astrophysical Journal*, 184:397-400, Sept. 1973.
- . Recombination line observations of Orion B. *Astronomy and Astrophysics*, 54:765-769, 1977.
- CHAISSON, E.J. Microwave spectroscopic mapping of gaseous nebulae. III. Hydrogen, helium and carbon in Orion A. *Astrophysical Journal*, 186:545-553, Dec. 1973.

- CHAISSON, E.J. · Gaseous Nebulae and their interstellar environment. In: AVRETT, E.H., ed. *Frontiers of Astrophysics*. Harvard Univ. Press, 1976, cap. 7, p. 259-351.
- CHURCHWELL, E.; EDRICH, J. Observations of radio recombination lines at $\lambda = 18$ cm. *Astronomy and Astrophysics*, 6:261-267, 1970.
- CHURCHWELL, E.; MEZGER, P.G. On the determination of helium abundance from radio recombination lines. *Astrophysical Letters*, 5:227-231, 1970.
- DIETER, N.H. Observations of the hydrogen recombination line 158α in galactic H II regions. *Astrophysical Journal*, 150:435-451, Nov. 1967.
- DRAVSKIKH, Z.V.; DRAVSKIKH, A.F. An attempt of observation of an excited hydrogen radio line. *Astron. Tserk.*, n^o 282 p^{ag}. 2-4, 1964.
- GARAY, G.; REID, M.J.; MORAN, J.M. Compact H II regions: hydrogen recombination and OH maser lines. *Astrophysical Journal*, 289:681-697, Feb. 1985.
- GOLDBERG, L. Stimulated emission of radio-frequency lines of hydrogen. *Astrophysical Journal*, 144:1225-1229, Mar. 1966.
- GORDON, M.A.; MEEKS, M.L. Observations of 8 GHz continuum and hydrogen recombination lines in the Orion nebula. *Astrophysical Journal*, 152:417-430, May 1968.
- GORDON, M.A.; WALLACE, D.C. Physical characteristics of W49A as determined from radio recombination lines. *Astrophysical Journal*, 167:235-243, 1970.
- VAN GORKOM, J.H.; GOSS, W.M.; SHAVER, P.A.; SCHWARZ, U.J.; HARTEN, R.H. Aperture synthesis observations of recombination lines. *Astronomy and Astrophysics*, 89:150-157, 1980.

- GRIEM, H.R. Stark broadening by electron and ion impacts of n hydrogen lines of large principal quantum number. *Astrophysical Journal*, 148:547-558, 1967.
- GULL, T.R.; BALICK, B. Maps of spatial and kinematic structure of galactic nebulae. I. H76 α studies of M17, M42, W51 and DR21. *Astrophysical Journal*, 192:63-70, Aug. 1974.
- HABING, H.J.; ISRAEL, F.P. Compact HII regions and OB Star formation. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 17:345-386, 1979.
- HOANG-BINH, D.; ENCRENAZ, P.; LINKE, R.A. Observations of radio recombination lines in the millimeter-wave spectrum of Orion A. *Astronomy and Astrophysics*, 146:L19-L21, 1985.
- HOGLUND, B.; MEZGER, P.G. Hydrogen Emission Line $n_{110} \rightarrow n_{109}$: Detection at 5009 MHz Galactic HII Region. *Science*, 150:339-348, Oct. 1965, n $^{\circ}$ 3694.
- JOHANSSON, L.E.B.; ANDERSON, C.; ELLDER, J.; FRIBERG, P.; HJALMARSON, A.; HOGLUND, B.; IRVINE, W.M.; OLOFSSON, H.; RYDBECK, G. Spectral scan of Orion A and IRC + 10216 from 72 to 91 GHz. *Astronomy and Astrophysics*, 130:227-256, 1984.
- KARDASHEV, N.S. On the possibility of detection of allowed lines of atomic hydrogen in the radio frequency spectrum. *Soviet Astronomy*, 3:813-820, Mar./Apr. 1960.
- LANG, K.R. *Astrophysical Formulae*. Berlin, Heidelberg, New York, Springer-Verlag, 1974.
- LICHTEN, S.M.; RODRIGUEZ, L.F.; CHAISSON, E.J. A hydrogen and helium radio recombination-line survey of galactic HII regions at 10 GHz. *Astrophysical Journal*, 229:524-532, Apr. 1979.

- LILLEY, A.E.; MEZGER, H.D.; PENFIELD, H.; ZUCKERMAN, B.
Detection of hydrogen emission lines $n_{159} \rightarrow n_{158}$ and $n_{157} \rightarrow n_{156}$ in galactic HII Regions. *Nature*, 209:468-470, 1966.
- LOCKMAN, F.J.; BROWN, R.L. The radio recombination line spectrum of Orion A: observations and analysis. *Astrophysical Journal*, 201:134-150, Oct. 1975.
- McGEE, R.X.; BATCHELOR, R.A.; BROOKS, J.W.; SINCLAIR, M.W.
Recombination lines 158α and 198α in nine southern nebulae. *Australian Journal of Physics*, 22:631-640, 1969.
- McGEE, R.X.; GARDNER, F.F. The excited atomic hydrogen lines 126α in HII regions. *Australian Journal of Physics*, 21:149-166, 1968.
- McGEE, R.X.; NEWTON, L.M. Recombination lines (76α) of hydrogen, helium, carbon and one other element from high-emission-measure HII regions. *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 196:889-905, 1981.
- McGEE, R.X.; NEWTON, L.M.; BATCHELOR, R.A. Recombination lines near 8.9 GHz of strong sources in the southern Milky Way. *Australian Journal of Physics*, 28:185-207, 1975.
- MENON, T.K. A model of the Orion Nebula derived from radio observation. *Publications of National Radio Astronomy Observations*, 1:1-17, 1961.
- MENZEL, D.H. Oscillator strengths f , for high-level transitions in hydrogen. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 18:221-246, 1969.
- MEZGER, P.G.; HOGLUNG, B. Galactic H II regions. II. Observations of their hydrogen 109α recombinations-line radiation at the frequency 5009 MHz. *Astrophysical Journal*, 147:490-518, 1967.

- MUNGH, G. Small-scale thermal homogeneity of the Orion Nebula. In: *Interstellar Ionized Hydrogen*. New York, W.A. Benjamin Inc., 1968, p. 507-515.
- OSTER, L. Emission, absorption and conductivity of a fully ionized gas at radio frequencies. *Reviews of Modern Physics*, 33(4):525-543, Oct. 1961.
- OSTERBROCK, D.E. *Astrophysics of Gaseous Nebulae*. San Francisco, W.H. Freeman and Co., 1974.
- OSTERBROCK, D.E.; FLATHER, E. Electron densities in the Orion Nebula II. *Astrophysical Journal*, 129:26-43, 1959.
- PALMER, P.; ZUCKERMAN, B. Detection of hydrogen emission line 166α in M17. *Nature*, 209:1118-1118, 1966.
- PALMER, P.; ZUCKERMAN, B.; PENFIELD, H.; LILLEY, Y.; MEZGER, P.G. Detection of a new microwave spectral line. *Nature*, 215:40-41, Jul. 1967.
- . Determinations of helium abundance from radiofrequency recombinations lines. *Astrophysical Journal*, 156:887-901, Jun. 1969.
- PANKONIN, V.; PAYNE, H.E.; TERZIAN, Y. The structure of W51. *Astronomy and Astrophysics*, 75:365-370, 1979.
- PANKONIN, V.; THOMASSON, P.; BARSUHN, J. A survey of radio recombination lines from HI regions and associated HII regions. *Astronomy and Astrophysics*, 54:335-344, 1977.
- PANKONIN, V.; WALMSLEY, C.M.; HARWIT, M. The structure of the Orion Nebula: the ionized gas. *Astronomy and Astrophysics*, 75:34-43, 1979.
- PARRISH, A.; CONKLIN, E.K.; PANKONIN, V. Observations of radio recombination lines at 300 MHz. *Astronomy and Astrophysics*, 58:319-323, 1977.

- PAULS, T.; WILSON, T.L. Radio measurements of the electron temperature distribution in Orion A at 22 GHz. *Astronomy and Astrophysics*, 60:L31-L33, 1977.
- PEDLAR, A.; DAVIES, R.D. Observations of recombination lines at decimetre wavelengths. *Monthly Notices of Royal Society*, 159:129-153, 1972.
- PEDLAR, A.; HART, L. Radio recombination lines from carbon and possibly heavier elements. *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 168:577-589, 1974.
- PEIMBERT, M. Temperature determination of HII regions. *Astrophysical Journal*, 150:825-834, Dec. 1967.
- PENFIELD, H.; PALMER, P.; ZUCKERMAN, B. Detection of the hydrogen emission line 253 α . *Astrophysical Journal*, 148:L25-L28, 1967.
- POSENER, D.W. The shape of spectral lines: tables of the Voigt-Profile. *Australian Journal of Physics*, 12(12):184-196, Jun. 1959.
- REIFENSTEIN III, E.C.; WILSON, T.L.; BURKE, B.F.; MEZGER, P.G.; ALTENHOFF, W.J. A survey of H109 α recombination line emission in Galactic HII regions of the Northern Sky. *Astronomy and Astrophysics*, 4:357-377, 1970.
- SHAVER, P.A. Pressure broadening of radio recombination lines from multiple-component HII regions. *Astronomy and Astrophysics*, 78:116-118, Jan. 1979.
- . Why is observable radio recombination line emission from galactic HII regions always close to ETL? *Astronomy and Astrophysics*, 90:34-43, 1980a.
- . Accurate electron temperature from radio recombination lines. *Astronomy and Astrophysics*, 91:279-282, Mar. 1980b.

- SHAVER, P.A.; MCGEE, R.X.; NEWTON, L.M.; DANKS, A.C.;
POTTASCH, S.R. The galactic abundance gradient. *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 204:53-112, 1983.
- SIMPSON, J.P. Spectrophotometry of Orion Nebula.
Astronomical Society of the Pacific, 85(507):479-492,
Oct. 1973b.
- SOROCHENKO, R.L.; BERULIS, J.J. Physical conditions in the
Orion nebula (NGC 1976) derived from observation of
the excited hydrogen radio line H56 α . *Astrophysical Letters*, 4:173-178, 1969.
- VINER, M.R.; HUGHES, V.A. High-sensitivity recombination-
line observation of W49A. I. The hydrogen - lines.
Astrophysical Journal, 234:162-167, Nov. 1979.
- VINER, M.R.; VALEE, J.P.; HUGHES, V.A. A theoretical
study of the radio recombination line and continuum
emission from compact inhomogeneous HII regions.
Astrophysical Journal Supplement Series, 39:405-427,
Mar. 1979.
- VOIGT, W. Uber die intensitatsverteilung innerhalb einer
spektrallinie (Distribution of intensity within a
spectrum line). *Physics Zeitung*, 14:377, 1913.
- WALMSLEY, C.M. Interpretation of HII region radio
recombination lines. In: *Radio Recombination Lines*.
London, D. Reidel Publ. Co., 1980.
- WALTMAN, E.B.; JOHNSTON, K.J. Observations of the H66 α
recombination line. *Astrophysical Journal*, 182:489-496,
Jun. 1973.
- WALTMAN, W.B.; WALTMAN, E.B.; SCHWARTZ, P.R.; JOHNSTON,
K.T.; WILSON, W.J. Observation of H42 α in Orion A.
Astrophysical Journal, 185:L135-L137, Nov. 1973.

- WINK, J.E.; WILSON, T.L.; BIEGING, J.H. An H76 α survey of galactic H II regions: electron temperature and element gradients. *Astronomy and Astrophysics*, 127:211-219, 1983.
- WILLIAMS, D.R. Observations of higher-order higher-quantum hydrogen recombination lines in six HII regions. *Astrophysical Letters*, 1:59-63, 1967.
- . H109 α recombination line measurements of the W51 region. *Astrophysical Letters*, 5:99-103, 1970.
- WILSON, T.L.; PAULS, T.A. Radio continuum and recombination line observations of Orion A. *Astronomy and Astrophysics*, 138:225-230, 1984.
- WILSON, T.L.; PAULS, T.A.; ZIURYS, L.M. Electron temperature gradients with distance from the Galactic Center? *Astronomy and Astrophysics*, 77:L3-L6, 1979.
- ZUCKERMAN, B.; PALMER, P. Observations of the anomalous microwave recombination line at 11 cm wavelength. *Astronomy and Astrophysics*, 4:244-247, 1970.
- ZUCKERMAN, B. A model of the Orion Nebula. *The Astrophysical Journal*, 183:863-869, Aug. 1973.
- ZUCKERMAN, B.; BALL, J.A. On microwave recombination lines from HI regions. *The Astrophysical Journal*, 190:35-51, May, 1974.