Bloco 5

Processos radiativos no MI
Linhas espectrais no MI: emissão

- Referências
  - Maciel – Cap. 4
  - Spitzer, *Physical Processes in the ISM* – Cap. 3
  - Dyson & Williams – Cap. 2

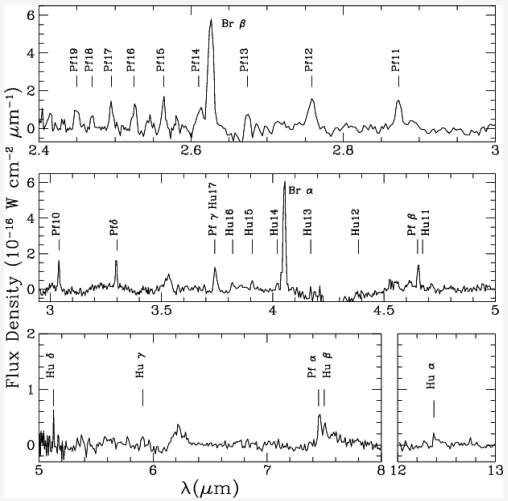
Não deixe de ler o Cap. 3 do Spitzer!

Esta aula

- Vamos analisar vários exemplos de linhas de emissão no MI a partir da teoria apresentada no bloco anterior
  - ⇨linhas de recombinação
  - ⇨linha de 21 cm
  - ⇨masers
- Nosso objetivo é entender como obter as propriedades físicas do MI a partir da observação dessas linhas.
  - ⇨Não é obter as propriedades físicas a partir de um modelo do MI que considere, por exemplo, o equilíbrio estatístico entre os vários processos de excitação e decaimento de níveis de energia de um átomo

Linhas de recombinação ópticas

- Em regiões ionizadas do MI, as linhas de emissão são em sua maioria linhas de recombinação
- $H^+ + e- \Rightarrow H$ (válido também para outros átomos)
  - ⇨ a recombinação se dá para qualquer nível do H
  - ⇨ com posterior decaimento do H excitado para níveis de energia menor
- onde?
  - ⇨ regiões HII (com fonte de ionização local)
  - ⇨ MI geral (ionização produzida pelo campo de radiação)



"... ISO-SWS full grating spectrum (2.3-45 mu m) of the Herbig Be star MWC 297...

...we detect in emission 23 H I recombination lines of the Brackett, Pfund and Humphreys series..."

http://adsabs.harvard.edu/abs/2001A%26A...379..557B

$$\int_{linha} j_\nu \, d\nu = \frac{1}{4\pi} h \nu_{mn} n_m(H^o) A_{mn}$$

$$onde \quad n_m(H^o) = \frac{b_m g_m e^{\frac{-E_1}{m^2 kT}} n_p n_e}{f_p f_e}$$

Aqui usamos a eq. de Boltzmann com a densidade de H neutro expressa como função do H ionizado (próton) a partir da eq. de Saha

- Podemos definir o coeficiente de recombinação efetivo, α_{mn}

$$\alpha_{mn} = \frac{b_m g_m A_{mn} e^{\frac{-E_1}{m^2 kT}}}{f_e}$$

$$= 4{,}14\, 10^{-16} b_m m^2 A_{mn} e^{\frac{158.000}{m^2 T}} T^{-3/2}$$

$$onde: \quad g_m = 2m^2;$$

$$E_1 = 13.6\, eV$$

$$f_e = 2\left(\frac{2\pi m_e k T}{h^2}\right)^{3/2}$$

f: função de partição

2. Considerando a equação de transporte no limite opticamente fino

$$\frac{dI_\nu}{ds} = j_\nu$$

$$\int_{linha} I_\nu \, d\nu = \int_{linha} d\nu \int_0^L j_\nu \, ds$$

$$\int_{linha} I_\nu \, d\nu = \frac{h \nu_{mn} \alpha_{mn}}{4\pi} \frac{n_p}{n_e} \int_0^L n_e^2 \, ds$$

$$onde \quad \boxed{ME = \int_0^L n_e^2 \, ds \qquad medida\ de\ emissão}$$

$$\int_{linha} I_\nu \, d\nu = 2{,}46\, 10^{17} h \nu_{mn} \alpha_{mn} \frac{n_p}{n_e} ME$$

$$Unidades: erg\, cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$$

$$ME: pc\, cm^{-6}$$

O 2.46... aparece porque ME está em pc

- Desse modo, a emissão (fluxo) na linha é dada por:

$$4\pi \int_{linha} j_\nu \, d\nu = h \nu_{mn} \alpha_{mn} n_p n_e$$

- a emissão depende apenas das densidades e do coef. de recombinação efetivo

1. considerando linhas de recombinação de um mesmo átomo, <u>a razão entre elas depende apenas da temperatura</u>, pois a dependência nas densidades anula-se

   ⇨ se conhecemos (ou podemos estimar) a temperatura, a razão entre as linhas pode ser um estimador da extinção

- Assim, a partir da <u>intensidade integrada da linha</u>, e se conhecemos a dimensão da região emissora, podemos obter o valor rms da densidade a partir de ME

	ME	$\langle ne^2 \rangle^{1/2}$
	pc cm^{-6}	cm^{-3}
Regiões HII em torno de estrelas isoladas	$10^3 - 10^4$	10-100
emissão difusa	3 - 15	0.07 – 0.12
Órion	10^7	10^3

Linha de 21cm do H em emissão

- transição radiativa entre os 2 níveis hiperfinos do estado fundamental n=1 do H
  - ⇨ nível superior : spin paralelos (k)
  - ⇨ nível inferior: spin antiparalelos (j)
  - ⇨ $h\nu_{jk} = 5.9\ 10^{-6}$ eV
  - ⇨ $\nu_{jk} = 1420{,}4$ Mhz
  - ⇨ $\lambda_{jk} = 21.106$ cm
- $A_{jk} = 2.85\ 10^{-15}\ s^{-1}$ → Probabilidade de transição radiativa é baixa. Portanto, colisões determinam populações, que seguem, entao, o ETE (para n(H) > 1 cm^{-3})

Um bom texto sobre emissão de HI21cm pode ser encontrado na aula II de R. Pogge

- ETE com T = T_c
  - ⇨ $\frac{b_k}{b_j} = 1$

$$\frac{n_k}{n_j} = \frac{g_k}{g_j} \exp\left(-\frac{h\nu_{jk}}{kT}\right)$$

$$Como\ \frac{h\nu_{jk}}{kT} \ll 1, temos:$$

$$\frac{n_k}{n_j} = \frac{g_k}{g_j} = \frac{3}{1}$$

Razão das populações dos níveis <u>não</u> depende de T

(de fato, depende um pouquinho... ver Pogge)

- Desconsiderando a emissão incidente na região que emite em 21cm, temos o fluxo recebido dado por:

$$T_b = T\left(1 - e^{-\tau_{\nu r}}\right)$$

Calculando $\tau_{\nu r}$, considerando a transição H 21cm:

$$\tau_{\nu r} = N_j \sigma \phi(\Delta\nu)$$

$$\sigma = \sigma_u \frac{h\nu_{jk}}{kT} \chi$$

$$onde\ \chi = 1, pois\ \frac{b_k}{b_j} = 1$$

$$Assim, \tau_{\nu r} = N_j f(V) \sigma_u \frac{h\nu_{jk}}{kT}$$

$$onde\ \phi(\Delta\nu)\ foi\ substituída\ por\ f(V) - alargamento\ Doppler$$

$$\tau_{\nu r} = N_j f(V) \sigma_u \frac{h\nu_{jk}}{kT}$$

$$\sigma_u = \frac{h\nu_{jk} B_{jk}}{c}$$

$$A_{jk} = \frac{8\pi h \nu_{jk}^3}{c^3} \frac{g_j}{g_k} B_{jk}$$

$$N_j = \frac{1}{4} N(HI)$$ → sai da proporção dos níveis

Efeito Doppler

$$\frac{d\nu}{dV} = \frac{\nu_{jk}}{c}$$ → transformação necessária para integrarmos em velocidade

$$\tau_{\nu r} = K \frac{N(HI) f(V)}{T}$$

$$K = \frac{g_k}{g_j} A_{jk} \frac{h c^3}{32\pi k \nu_{jk}^2}$$

$$\int_{linha} T\,\tau_{\nu r}\,dv = K\,N(HI)\int_{linha} f(V)\,dV$$

$$N(HI) = \frac{1}{K}\int_{linha} T\,\tau_{\nu r}\,dv$$ → temp. da região

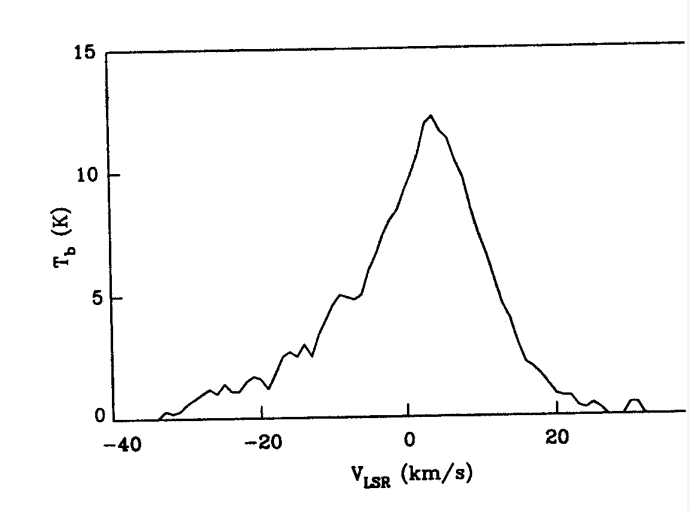
$$= \frac{1}{K}\int_{linha} \frac{T_b}{1-e^{-\tau_{\nu r}}}\,\tau_{\nu r}\,dv$$ → temp. observada

$Se\ \tau_{\nu r} \ll 1,$

$$N(HI) = \frac{1}{K}\int_{linha} T_b\,dv$$

$$onde\ K = 5.5\ 10^{-14}$$

Integral da intensidade na linha: observável!



Maciel - Fig. 4.1
N(HI) = 4.4 10^{-20} cm^{-2}
Notar estrutura da linha com diversas componentes

- Densidades de HI na Galáxia
  - ⇨ vizinhança solar: 0.7 cm^{-3}
    - ✓ diminuindo para maiores raios Galácticos
  - ⇨ braços espirais: 1 – 2 cm^{-3}
- Massa de HI na Galáxia: 5 10^9 $M_\odot$
  - ⇨ considerando h = 250pc
  - ⇨ 5% da massa da Galáxia
- ARAA: The HI Distribution of the Milky Way
  - ⇨ http://adsabs.harvard.edu/abs/2009ARA%26A..47...27K

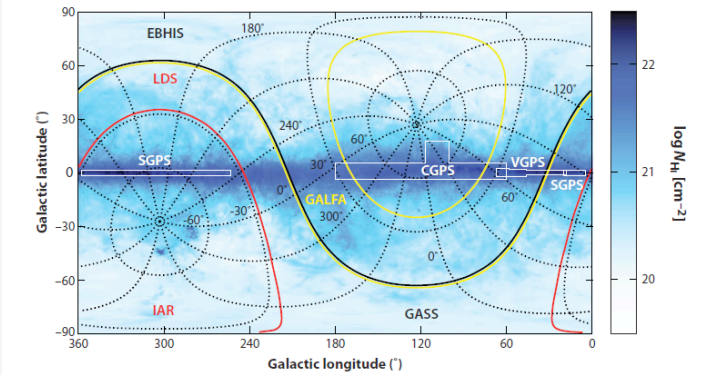


Figure 1
Overview of the sky coverage of different surveys. The Leiden-Argentine-Bonn (LAB) survey merges the Leiden-Dwingeloo Survey and Instituto Argentino de Radioastronomía surveys at $\delta = -27.5° \pm 2.5°$ (*red line*). The Galactic All-Sky Survey and Effelsberg-Bonn HI Survey cover the northern and southern sky, separated by the black line. The Arecibo Galactic ALFA survey coverage is $-2° < \delta < +38°$ (*yellow lines*). The Galactic plane survey consists of Southern Galactic Plane Survey, Canadian Galactic Plane Survey, and VLA Galactic Plane Survey. The background image displays the total volume density of the 21-cm line emission from the LAB survey. This figure was kindly provided by B. Winkel.

Kalberla & Kerp, 2009, ARAA

HI

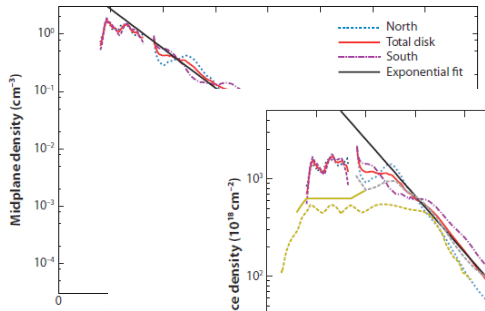
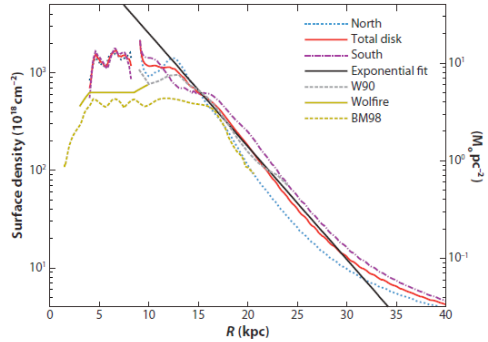


Figure 4

Average midplane volume densi
line the northern, and the purpl
exponential fit with a scale lengt



Kalberla & Kerp 2009, ARAA

Figure 5

Average surface density distribution as a function of R. The red line marks the total average, the dotted blue line the northern, and the purple dashed line the southern part separately. The black line shows the exponential fit with a scale length $R_s = 3.75$ kpc (Kalberla & Dedes 2008). The dotted gray line reproduces the distribution published by Wouterloot et al. (1990, W90), the thick yellow line reproduces data used by Wolfire et al. (2003), and the dashed yellow line reproduces the distribution published by Binney & Merrifield (1998, figure 9.19, BM98).

- Estudos de alta resolução
  - ⇨ emissão de fundo + nuvens
    - fundo (sem emissão em 21cm):
      - n(HI) ~ 0.2 cm^{-3}
      - T alto
    - nuvens
      - T ~ 60K
      - n(HI) ~ 2 - 4 cm^{-3}
      - N(HI) ~ 10^{19} - 10^{21} cm^{-2}
      - D ~ 3 – 15 pc
  - ⇨ HST: estrutura filamentada

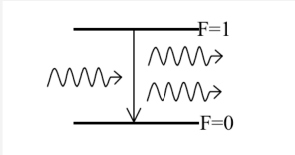
Maser

- O maser existe quando emissão estimulada (= absorção negativa), B_{kj}, é importante

$$\sigma = \sigma_u \frac{h\nu_{jk}}{kT}\chi$$

→ **Seção de choque de absorção integrada**

$$onde\, \chi \equiv \frac{b_k}{b_j} + \frac{kT}{h\nu}\left(1 - \frac{b_k}{b_j}\right)$$



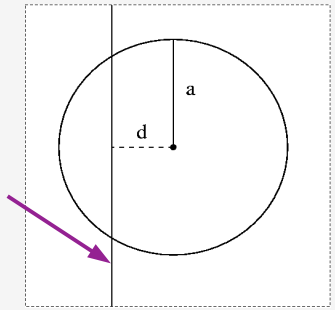
Schematic of Stimulated Emission

R. Pogge

- Se $\chi < 0 \Rightarrow \sigma < 0 \Rightarrow \kappa_\nu < 0$
  - ⇨ de modo que <u>radiação incidente é amplificada</u>
- O maser ocorre quando a população de um dado nível é muito diferente do esperado (*pumping*) – o mecanismo que provoca isso será abordado mais tarde. Agora vamos nos concentrar no transporte radiativo.

Vamos resolver a emissão maser para um caso simplificado

- Maser não-saturado
  - ⇨ a radiação incidente é pequena o suficiente para não alterar a razão entre as populações dos níveis
- emissão espontânea é nula (A_{kj} = 0)
- <u>radiação incidente</u> pode ser representada por corpo negro do fundo cósmico
- geometria esférica



caminho óptico

- Caminho óptico dentro da esfera, L

$$L = 2a\left(1-\frac{d^2}{a^2}\right)^{1/2}$$

- Profundidade óptica

$$\tau_{\nu r} = L\kappa_\nu$$

$$onde \qquad \kappa_\nu = N_j \sigma \phi(\Delta\nu)$$

$$\phi(\Delta\nu) \text{ é dado pelo alargamento Doppler}$$

$$\tau_{\nu r} = \tau_o\left(1-\frac{d^2}{a^2}\right)^{1/2} \exp\left[\left(\frac{-\lambda_{jk}\Delta\nu}{b}\right)^2\right]$$

$$onde: \quad b = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}$$

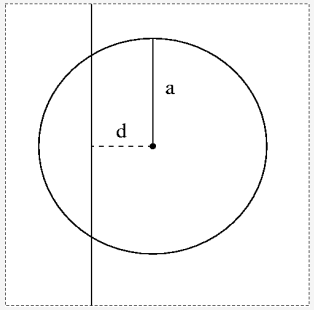
$$\tau_o = 2aN_j\sigma\frac{\lambda_{jk}}{\pi^{1/2}b}$$

⇒ τ ao longo de caminho que passa pelo centro da esfera

$$\tau_{\nu r} = \tau_o\left(1-\frac{d^2}{a^2}\right)^{1/2} \exp\left[\left(\frac{-\lambda_{jk}\Delta\nu}{b}\right)^2\right]$$

$$onde: \quad b = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}$$

$$\tau_o = 2aN_j\sigma\frac{\lambda_{jk}}{\pi^{1/2}b}$$



- Se d = a, τ = 0

  d = 0, τ é máximo

- Se $\Delta\nu$ = 0, τ é máximo

  $\Delta\nu$ aumenta, τ diminui

centro da linha

- Considerando emissão nula (A_{kj} = 0)

$$T_b = T_{bo}e^{-\tau_{\nu r}} = 2.7e^{-\tau_{\nu r}}$$

- A emissão estimulada é concentrada em ângulo e frequência
  - ⇨ $\Delta\nu_e$ = valor de frequência para o qual T_b é reduzido de um fator 1/e com relação ao valor máximo em frequência (ao longo de um caminho passando pelo centro da esfera)
  - ⇨ d_e = valor de d para o qual T_b é reduzido de um fator 1/e com relação ao seu valor máximo em d = 0

$$\frac{\Delta\nu_e}{b/\lambda} = \frac{d_e}{\sqrt{2}a} = \frac{1}{\sqrt{-\tau_o}}$$

- Masers de OH (18 cm) e H_20 (1.35 cm)
  - ⇨ $T_b \sim 10^{11} - 10^{15}$ K , isso implica em:
  - ⇨ $\tau_o \sim (-24) - (-34)$ → dependente do tamanho da região, densidade e temperatura
  - ⇨ Nesse caso:
    - ✓ estreitamento em frequência: 1/5
    - ✓ estreitamento em tamanho: ¼

$$\frac{\Delta \nu_e}{b/\lambda} = \frac{d_e}{\sqrt{2}\, a} = \frac{1}{\sqrt{-\tau_o}}$$

- Podemos obter a temperatura cinética da região, da largura do feixe em frequência: b = b(T)
  - ⇨Tc ~ 100 K
- Da largura espacial do feixe, obtemos a dimensão da região
  - ⇨observado: ~0.001 arcsec, que corresponde a 1AU se a região está a 1 kpc